УДК 53.03; 539.1 № держреєстрації 0113U001001 КП Інв. №

Національна академія наук України Інститут ядерних досліджень

03028, м.Київ-28, пр. Науки 47, тел. (044) 525 81 48; Факс: (044) 525 44 63; E-mail: kinr@kinr.kiev.ua

> ЗАТВЕРДЖУЮ Директор Інституту ядерних досліджень НАН України чл.-кор. НАН України

_____ В.І. Слісенко

ЗВІТ ПРО НАУКОВО-ДОСЛІДНУ РОБОТУ

ПОДВІЙНИЙ БЕТА-РОЗПАД АТОМНИХ ЯДЕР І ВЛАСТИВОСТІ НЕЙТРИНО ТА СЛАБКОЇ ВЗАЄМОДІЇ

(заключний)

Шифр: 180/249

Керівник НДР Зав. відділом фізики лептонів д.ф.-м.н., проф.

Account.

Ф.А. Даневич

2017

Рукопис закінчено 02 грудня 2017 р. Результати роботи розглянуто Вченою Радою Інституту ядерних досліджень НАН України, Протокол від 12 грудня 2017 р. №

СПИСОК ВИКОНАВЦІВ

науково-дослідної роботи

Подвійний бета-розпад атомних ядер і властивості нейтрино та слабкої взаємодії

№ держреєстрації 0113U001001

Nº	ПІБ	Посала ступни	Особиста участь у	Пілпис
п/п		звання	виконанні	
1	Ф.А. Даневич	Керівник НДР	Розділи 1, 2, 5	in Decent.
		зав. відділу фізики		one of
		лептонів, д.фм.н.,		
		проф.		
		Відповідальні викона	вці	
2	В.І. Третяк	п.н.с., к.фм.н.,	Розділи 1, 2, 5	
	_	С.Н.С.		
3	В.В. Кобичев	с.н.с., к.фм.н., ст.д.	Розділи 1-5	
4	Д.В. Пода	с.н.с., к.фм.н.	Розділи 1, 2, 5	Alf
		Виконавці		2
5	А.С. Ніколайко ¹	ст. н. с., к.фм.н.	Розділ 1	l
6	Р.С. Бойко	с.н.с., к.х.н., доцент	Розділи 1, 2	
7	Б.М. Кропив'янський	н.с.	Етап 1, 2	
8	О.Г. Поліщук	н.с., к.фм.н.	Розділи 1, 2, 5	the
9	В.М. Мокіна	м.н.с., к.т.н.	Розділи 1, 2	
10	Д.М. Черняк	м.н.с., PhD	Розділи 1, 2	- Ay
11	О.В. Зуєва	гол. інж.	Розділ 1	
12	А.І. Тимошенко	пр. інж.	Розділ 1	
13	Л.М. Кобичева	Інженер 1-ї	Розділ 1	
		категорії		
14	О.Ю. Шкурупій	Інженер 1-ї	Розділ 1	
	515	категорії		
15	Р.В. Кобичев	Інженер	Розділ 1	

Вчений секретар ІЯД НАН України

Н.Л. Дорошко

¹ Пішов з життя 26 липня 2014 року

РЕФЕРАТ

Звіт складається з 5 частин, на 220 сторінках, у звіті є 224 рисунки, 24 таблиці, 309 посилок на літературні джерела

Подвійний бета-розпад атомних ядер і властивості нейтрино та слабкої взаємодії

У звіті підсумовані результати досліджень у 2013 – 2017 роках подвійного бета (2β) розпаду атомних ядер, властивостей нейтрино (природа, маса, схема масових станів), пошуків ефектів за межами стандартної моделі елементарних частинок: темної матерії, стерильних нейтрино, аксіонів, порушення закону збереження електричного заряду. низькофонових Дослідження проводилися за допомогою сцинтиляційних, напівпровідникових, кріогенних детекторів, часово-пропорційної камери наповненої аргоном у газовій і рідкій фазах. 2β-розпад ядер ⁴⁸Ca, ⁹⁴Zr, ¹⁰⁰Mo, ^{96,102}Ru, ^{106,116}Cd, ^{136,138}Ce, ¹⁸⁰W, ^{184,192}Os досліджено на новому рівні чутливості, з новою точністю виміряно періоди напіврозпаду ядер ⁴⁸Ca, ¹⁰⁰Mo, ¹¹⁶Cd, ¹⁵⁰Nd відносно двонейтринної моди розпаду, уперше виконано пошуки чотирикратного β-розпаду, виміряно потоки нейтрино від Сонця та з глибин Землі, уточнений період напіврозпаду ядра ²¹²Ро, виконано пошуки надважких ядер, досліджено випромінювання електрон-позитронних пар у α-розпаді ядра²⁴¹Am. Представлені результати розробки нових матеріалів для сцинтиляційних та кріогенних детекторів (у тому числі, із ізотопно збагачених матеріалів), перспективних для використання у великомасштабних проектах з пошуку безнейтринного подвійного бетарозпаду на рівні чутливості, що відповідає зворотній схемі масових станів нейтрино.

Ключові слова: Подвійний бета-розпад, Нейтрино, Слабка взаємодія, Низькофоновий експеримент, Сцинтиляційний детектор, Напівпровідниковий детектор; Кріогенний детектор.

Double beta-decay, properties of neutrino and weak interaction

The report summarizes the scientific activity of the Lepton Physics Department in 2013 - 2017. The investigations of neutrino properties (nature, mass, mass hierarchy), the search for effects beyond the Standard Model of particle physics were realized in the double beta (2β) decay experiments with several nuclei. Searches for 2ß decay, dark matter, axions, effects violating the electric charge conservation law were carried out by using low background scintillation, semiconductor, cryogenic detectors, two-phases time-proportional chamber. The 2β decay processes in ⁴⁸Ca, ⁹⁴Zr, ¹⁰⁰Mo, ^{96,102}Ru, ^{106,116}Cd, ^{136,138}Ce, ¹⁸⁰W, ^{184,192}Os were searched for at a new level of sensitivity, the half-lives of ⁴⁸Ca, ¹⁰⁰Mo, ¹¹⁶Cd, ¹⁵⁰Nd relatively to the two neutrino 2β decay were measured with an updated accuracy, first experimental search for lepton number violation by four units (quadruple- β decay of ¹⁵⁰Nd) was performed. The measurements of neutrino flaxes from the Sun, observation of geo-neutrino, a new measurement of ²¹²Po and ²¹⁴Po life-times, search for sterile neutrinos, neutrino and antineutrino events correlated with gammaray bursts were realized in the framework of the Borexino collaboration. Superheavy ekatungsten was searched for by using zinc tungstate crystal scintillator, irradiation of electronpositron pairs in the α decay of ²⁴¹Am was studied by using data of the long time measurements with NaI(Tl) crystal scintillators, the ²¹²Po half-life was derived from the data accumulated with a BaF2 crystal scintillator contaminated by radium. Several R&Ds of low counting experimental techniques, including development of crystal scintillators from isotopically enriched materials, are reported.

Key words: Double beta decay, Neutrino, Weak interaction, Low-counting experiment, Scintillation detector, Semiconductor detector; Cryogenic detector.

3MICT

ПЕРЕЛІК С	СКОРОЧЕНЬ ТА УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ	7
ПЕРЕДМС	DBA	8
ВСТУП		11
РОЗДІЛ 1 РОЗПАДУ	РОЗРОБКА ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ МЕТОДІВ ДОСЛІДЖЕНЬ ПОДВІЙНОГО БЕТА- , ВЛАСТИВОСТЕЙ НЕЙТРИНО ТА СЛАБКОЇ ВЗАЄМОДІЇ	15
1.1.	Розробка низькофонових сцинтиляційних кристалів	15
1.1.1.	Розробка радіоактивно чистих сцинтиляторів вольфрамату кадмію і свинцю	15
1.1.2. ZnWO₄	Зменшення радіоактивної забрудненості сцинтиляційних кристалів ¹¹⁶ CdWO₄ та шляхом повторної кристалізації	18
1.1.3.	Радіоактивна забрудненість сцинтиляційного кристалу ⁷ LiI(Eu)	22
1.1.4.	Дослідження сцинтилятора ВаҒ₂	23
1.2.	Оптимізація збору світла у сцинтиляційних детекторах	26
1.2.1.	Дослідження світлозбору у сцинтиляційних детекторах з кристалами ZnWO4	26
1.2.2.	Вплив форми сцинтилятора на світлозбір у сцинтиляційному детекторі	30
1.2.3.	Оптимізація характеристик сцинтиляційних детекторів	34
1.3. I бета-ро	Розробка низькотемпературних сцинтиляційних болометрів для пошуку подвійного озпаду атомних ядер	37
1.3.1. молібд	Сцинтиляційні болометри на основі кристалів молібдату цинку із збагаченого Дену 100	37
1.3.2.	Люмінесценція кристалів молібдату цинку	41
1.3.3.	Дослідження впливу домішок вольфраму на якість кристалів молібдату цинку	45
1.3.4. складу	Оптичні, люмінесцентні та сцинтиляційні властивості кристалів ZnMoO₄ різного 46	
1.3.5.	Радіоактивна забрудненість кристалів ZnMoO₄	50
1.3.6.	Сцинтиляційні болометри на основі кристалів молібдату літію	51
1.3.7.	Люмінесценція кристалів Li₂MoO₄ під дією рентгенівських променів	53
1.3.8.	Моделювання фону сцинтиляційних болометрів з кристалами Li2 ¹⁰⁰ MoO4	55
1.3.9.	Характеристики сцинтиляційних болометрів з кристалами Li₂MoO₄	57
1.3.10.	Розробка кріогенних детекторів ZnMoO $_4$ і Li $_2$ MoO $_4$ із збагаченого ізотопу 100 Mo	59
1.3.11.	Ідентифікація випадкових збігів подій у кріогенних детекторах ZnMoO₄	62
1.3.12. фотод	Ідентифікація випадкових збігів подій у кріогенних детекторах Li₂MoO₄ з детектором на основі ефекту Неганова-Люка	67
1.3.13.	Сцинтиляційні болометри на основі кристалів молібдату кальцію	70

1.3.14. Моделювання ф	ону сцинтиляційних болометрів з кристалами CaMoO4	72
1.3.15. Люмінесценція к	ристалів молібдату цинку	76
1.3.16. Термічно стимул	пьована люмінесценція кристалів молібдату цинку	79
1.3.17. Сцинтиляційні б	олометри на основі кристалів вольфрамату кадмію	80
1.3. Детектор Ві-Ро дл	я вимірювань радіоактивної забрудненості тонких фольг	84
1.4. Розробка методів	в дослідження властивостей нейтрино	87
1.4.1. Фон космогенног	го походження у детекторі Borexino	87
1.4.2. Експеримент SO	X у для дослідження осциляцій нейтрино на малих відстанях	88
1.5. Детектори для по	шуку темної матерії	90
1.5.1. Проект експери варіацій темної матері	менту із сцинтиляторами вольфрамату цинку для пошуку доб ії	5 <i>ових</i> 90
1.5.2. Розробка детекі	тора DarkSide на рідкому аргоні для пошуку темної матерії	92
1.5.3. Детектор темн болометрів	юї матерії на основі низькотемпературних сцинтиляційних	95
РОЗДІЛ 2 ПОДВІЙНИЙ БЕ	ТА-РОЗПАД АТОМНИХ ЯДЕР	97
2.1. Дослідження под	війного бета-розпаду атомних ядер методами гамма-спектром	летрії 97
2.1.1. Пошук подвійног	20 бета розпаду ізотопів рутенію	97
2.1.2. Перші пошуки по	одвійного бета розпаду ізотопів осмію	100
2.1.3. Пошук подвійног	го в-розпаду ¹³⁶ Се та ¹³⁸ Се за допомогою гамма-детектора	101
2.1.4. Пошук подвійног	го бета розпаду ⁹⁴ Zr	104
2.1.5. Подвійний бета	розпад ядра ¹⁰⁰ Мо на збуджені рівні ¹⁰⁰ Ru	106
2.2. Пошук подвійного	о бета-розпаду атомних ядер із сцинтиляційними детекторами	ı111
2.2.1. Пошук 2 eta розпас збігах з чотири-криста.	ду ядра ¹⁰⁶ Cd за допомогою збагаченого сцинтилятора ¹⁰⁶ CdWC льним детектором із надчистого германію	0₄ y 111
2.2.2. Дослідження 2В-	-розпаду ¹¹⁶ Сd із сиинтиляторами ¹¹⁶ CdWO	119
2.3. Нові обмеження і	на процеси подвійного бета-розпаду ядер ⁴⁰ Са і ¹⁸⁰ W з кріогенн	им
сцинтиляційними болом	1етрами CaWO₄	122
2.4. Дослідження под	війного бета-розпаду атомних ядер в експерименті NEMO-3	126
2.4.1. Подвійний бета-	-розпад ядра ¹⁰⁰ Мо	126
2.4.2. Подвійний бета-	-розпад ядра ⁴⁸ Са	135
2.4.3. Подвійний бета-	-розпад ядра ¹⁵⁰ Nd	137
2.4.4. Подвійний бета-	-розпад ядра ¹¹⁶ Cd	140
2.4.4. Чотирикратний	і бета-розпад ядра ¹⁵⁰ Nd	142
2.4.5. Розвиток проекі	ny SuperNEMO	144
РОЗДІЛ З ВЛАСТИВОСТІ Н	ІЕЙТРИНО І СЛАБКОЇ ВЗАЄМОДІЇ	147
3.1. Спектрометрія не	йтрино від Сонця	147

3.1.1. Нейтрино від розпадів ⁷ Ве у ядрі Сонця	147
3.1.2. Пошук модуляцій нейтринного сигналу день-ніч	149
3.1.3. Сезонні модуляції потоку нейтрино від ⁷ Ве на Сонці	150
3.1.4. Нейтрино від р-р циклу на Сонці	151
3.2. Вимірювання потоку нейтрино з глибин Землі (геонейтрино)	153
РОЗДІЛ 4 ПОШУК ЕФЕКТІВ ЗА МЕЖАМИ СТАНДАРТНОЇ МОДЕЛІ ЕЛЕМЕНТАРНИХ ЧАСТИ	IHOK155
4.1. Пошук стерильних нейтрино	155
4.2. Пошук порушення закону збереження електричного заряду	159
4.3. Пошук кореляцій між нейтрино і спостереженими гравітаціними хвилями	160
4.4. Пошук кореляцій між нейтрино і гамма-спалахами	161
4.5. Пошук аксіонів від ⁸³ Кг у Сонці	165
4.6. Пошуки темної матерії в експерименті DarkSide	
4.7. Обмеження на магнітний момент нейтрино	174
РОЗДІЛ 5 ДОСЛІДЖЕННЯ РІДКІСНИХ ЯДЕРНИХ РОЗПАДІВ ТА ПОШУК ЕКА-ЕЛЕМЕНТІВ	176
5.1. Дослідження корельованих електрон-позитронних пар у $lpha$ -розпаді ²⁴¹ Am	
5.2. Періоди напіврозпаду ядер ²¹⁴ Ро та ²¹² Ро	
5.2.1. Вимірювання періоду напіврозпаду ²¹⁴ Ро та ²¹² Ро за допомогою детектора С	7180
5.2.2. Дослідження періоду напіврозпаду ядра ²¹² Ро із сцинтиляційним детектором	BaF ₂ .182
5.2.3. Дослідження розпадів ядер сімейств 232 Th та 238 U із сцинтилятором BaF $_2$	
5.3. Пошук надважкого елементу ека-вольфраму за допомогою сцинтилятора вол	ьфрамату
цинку 185	
ВИСНОВКИ	
РЕКОМЕНДАЦІЇ	190
СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ 2013-2017	191
ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ	

ПЕРЕЛІК СКОРОЧЕНЬ ТА УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

2ν2β	двонейтринний подвійний бета-розпад атомних ядер
0ν2β	безнейтринний подвійний бета-розпад
$\epsilon\beta^+$	електронне поглинання з вильотом позитрону
2ε	подвійне електронне поглинання
NEMO-3	низькофонова установка, здатна вимірювати траєкторії, час та точку
	вильоту, енергію бета-частинок
ПШПВ	повна ширина піка на половині висоти
ΦΕΠ	фотоелектронний помножувач
$CdWO_4$	сцинтилятор вольфрамату кадмію
CaMoO ₄	сцинтилятор молібдату кальцію
¹⁰⁶ CdWO ₄	сцинтилятор вольфрамату кадмію із кадмію збагаченого ізотопом ¹⁰⁶ Cd
116 CdWO ₄	сцинтилятор вольфрамату кадмію із кадмію збагаченого ізотопом ¹¹⁶ Cd
Zn ¹⁰⁰ MoO ₄	сцинтилятор молібдату цинку із молібдену збагаченого ізотопом ¹⁰⁰ Мо
$\mathrm{Li_2}^{100}\mathrm{MoO_4}$	сцинтилятор молібдату літію із молібдену збагаченого ізотопом ¹⁰⁰ Мо
PbWO ₄	сцинтилятор вольфрамату свинцю
ТСЛ	термолюмінесценція (температурно стимульована люмінесценція)
WIMP	weakly interacting massive particles (масивні слабко взаємодіючі частинки)
GRB	Gamma-ray burst (гамма-спалах)

ПЕРЕДМОВА

Маса нейтрино, за відкриття якої Такаакі Кадзіта (Takaaki Kajita) і Артур Макдональд (Arthur B. McDonald) отримали Нобелівську премію з фізики у 2015 р., залишається відкритою і однією з найбільш важливих проблем фізики нейтрино. Взагалі, маса частинок залишається загадкою для фізики елементарних частинок. У рамках так званої Стандартної моделі маси частинок є вільними параметрами, які необхідно вимірювати, їх неможливо отримати в розрахунках, спираючись на наші знання про матерію, простір і час. Так само і константи всіх відомих взаємодій (електромагнітної, сильної, слабкої і гравітаційної) залишаються вільними параметрами Стандартної моделі, що є одним із важливих аргументів вважати цю модель наближеною, такою, що потребує побудови більш досконалої теорії. Така теорія, до того ж, мала б об'єднати всі відомі взаємодії (в тому числі гравітацію), пояснити існування трьох поколінь лептонів і кварків, баріонну асиметрію Всесвіту, природу темної матерії і темної енергії та цілу низку інших проблем фізики елементарних частинок і космології. Нейтрино виглядає ключовою частинкою серед усіх відомих елементарних частинок. Адже саме експерименти з нейтрино виявляють щось принципово нове, а не просто вимірюють певні параметри з усе більшою точністю або дають дедалі більш жорсткі обмеження на ефекти за межами існуючих моделей [1].

Саме в експериментах із сонячними, атмосферними, реакторними нейтрино і нейтрино від прискорювачів отримано переконливі докази нейтринних осциляцій між різними видами (ароматами) нейтрино, спричинених змішуванням масових станів нейтрино, а також того, що відомі нам види нейтрино (електронне, мюонне і таулептонне) є суперпозиціями масових станів нейтрино:

$$V_{lL} = \sum_{j=l}^{n} U_{lj} V_{jL},$$
(1)

де v_{lL} – спостережувані види нейтрино, v_{jL} – масові стани нейтрино, U_{lj} – так звана матриця Понтекорво – Макі – Накагави – Сакати (PMNS-матриця). Це означає, що нейтрино народжуються і взаємодіють з іншими частинками свого аромату (тобто як, наприклад, електронне або мюонне нейтрино), а розповсюджуються між точками взаємодії як масивні нейтрино – частинки з дуже малою, поки що невідомою масою [2]. Нейтрино певного аромату при цьому не мають чітко визначеної маси і, навпаки, нейтрино з визначеною масою є в певному сенсі сумішшю трьох ароматів. Електронне нейтрино народжується як суміш трьох масових станів, але вони розповсюджуються з дещо різною хвильовою швидкістю – більш важкі компоненти відстають від легких. Тому пропорція компонент у суміші поступово порушується, а це відповідає появі інших ароматів, тобто в пучку електронних нейтрино з'являються мюонні і тау-нейтрино, які в принципі можна зареєструвати (або виявити зменшення потоку електронних нейтрино). У макроскопічному світі важко підібрати аналог цій дивній поведінці, вона є суто квантово-механічним явищем.

Незважаючи на ці успіхи в дослідженнях нейтрино, відкритими залишається багато питань про властивості нейтрино і слабкої взаємодії. Одним із найбільш фундаментальних ϵ , власне, питання про величину маси нейтрино, адже осциляційні експерименти чутливі лише до різниці квадратів масових станів нейтрино Δm_u^2 . Невідомою ϵ і схема масових станів

нейтрино, а також його природа: чи є нейтрино частинкою Дірака (коли частинка і античастинка відрізняються), чи Майорани (коли частинка і античастинка є тотожними) [3].

Немає поки що відповідей на питання про стабільність нейтрино, його магнітний момент, існування стерильних нейтрино, збереження лептонного заряду, домішки правих струмів у слабкій взаємодії, можливість нового виду взаємодій нейтрино з іншими частинками. До цього варто додати необхідність точного вимірювання кутів змішування, різниць квадратів масових станів нейтрино та елементів PMNS-матриці (завдання і проблеми нейтринної фізики сформульовані, наприклад, у роботах [1, 3, 4]). Слід також пам'ятати, що нейтрино є єдиним відомим компонентом темної матерії, а також про можливість пояснити баріонну асиметрію Всесвіту (у випадку, якщо нейтрино є частинкою Майорани).

Відповіді на ці питання вчені сподіваються знайти, у першу чергу, в експериментах у підземних лабораторіях та космічних платформах, тобто без застосування дуже дорогих і складних прискорювачів. Дослідження з метою визначити масу нейтрино ведуться у рамках трьох підходів: космологічні оцінки суми маси усіх ароматів нейтрино [5, 6, 7, 8, 9], пошук кінематичної маси (переважно у вимірюваннях форми бета-спектру тритію) [10, 11] і пошук ефективної маси нейтрино у безнейтринному подвійному бета-розпаді [12, 13]. Зараз ведеться активна підготовка кількох великомасштабних проектів з метою пошуку безнейтринного подвійного бета-розпаду атомних ядер на рівні чутливості, що відповідає оберненій схемі масових станів нейтрино. На цьому етапі важливою складовою цієї роботи є саме методичні розробки. Адже досягнути необхідного підвищення чутливості у кілька порядків величини неможливо без вдосконалення і розробки нових експериментальних методів.

Вимірювання потоків нейтрино від різних джерел є, безумовно, основним напрямком нейтринних досліджень. Зокрема, Сонце є потужним джерелом нейтрино, до того ж віддаленим на відстань, що значно перевищує довжину нейтринних осциляцій. Крім того, спектрометрія сонячних нейтрино є важливою з огляду на перевірку теоретичних розрахунків в рамках сонячних моделей. Дослідження нейтрино велися завдяки участі у великому міжнародному експерименті Borexino, що ведеться у підземній лабораторії Гран Сассо в Італії.

Низькофонові експерименти, як правило, крім вирішення основних задач, на які вони націлені, дозволяють здійснювати пошук багатьох ефектів за рамками Стандартної моделі елементарних частинок. Так детектор Вогехіпо виявися підходящим інструментом для реєстрації антинейтрино з глибин Землі (гео-нейтрино). Як відомо, ми знаємо про внутрішню будову Землі значно менше, ніж про внутрішню будову таких віддалених об'єктів як нейтронні зорі чи квазарів. Геонейтрино несуть інформацію про склад радіоактивних елементів у земній мантії і є, таким чином, унікальним інструментом вивчення Землі.

Пошук ефектів за рамками стандартної моделі елементарних частинок є очевидною задачею фізики. Адже усі закони збереження є результатом емпіричного досвіду. Усе, що може бути перевірене, повинно бути перевірене. І саме у таких пошуках є можливість знайти щось нове. Нарешті, низькофонова спектрометрія дозволяє досліджувати рідкісні ядерні розпади, або процеси з вкрай малою вірогідністю, шукати екзотичні ядра. У більшості випадків, такі експерименти часто є побічним продуктом низькофонових вимірювань, що ведуться з метою дослідження подвійного бета-розпаду, пошуків темної матерії, вимірювань потоків нейтрино. Поряд з тим, такі експеримент не лише надають нові ядерні дані, а й

дозволяють перевірити здатність низькофонових установок саме спостерігати рідкісні розпади, а не просто встановлювати обмеження на гіпотетичні процеси.

вступ

Одним з найбільш перспективних шляхів визначення природи нейтрино, його маси і з'ясування схеми масових станів є дослідження безнейтринного подвійного бета-розпаду (0v2 β) атомних ядер. Цей процес, на відміну від дозволеного двонейтринного подвійного бета-розпаду, заборонений законом збереження лептонного числа. Типова схема триплету, для якого звичайний бета-розпад заборонений законом збереження енергії, а подвійний бета-розпад є дозволеним, показана на Рис. 1. Можливі ситуації (як наприклад, у випадку ⁹⁶Zr), коли звичайний бета-розпад дуже малоймовірний через велику різницю у спінах і малу енергію сусідніх ядер.



Рис. 1. Схема триплету, для якого звичайний бета-розпад заборонений законом збереження енергії, а подвійний бета-розпад є дозволеним.

Крім того, 0v2β-розпад є свідченням наявності ефектів за межами Стандартної моделі елементарних частинок і взаємодій і тому його розглядають як одну з небагатьох доступних можливостей пошуку цих процесів [12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19]. Період напіврозпаду ядра відносно 0v2β-розпаду ($T_{1/2}^{0v2\beta}$) залежить від ефективної маси нейтрино Майорани ($\langle m_{\nu} \rangle$):

$$\left[T_{1/2}^{0\nu 2\beta}\right]^{-1} = G_{0\nu} \left|M_{0\nu}\right|^2 \left\langle m_{\nu}\right\rangle^2, \qquad (2)$$

де G_{0v} – інтеграл за фазовим об'ємом, який залежить від енергії розпаду та заряду ядра; M_{0v} – ядерний матричний елемент, що визначається властивостями ядра. Ефективна маса нейтрино, у випадку легкого нейтрино, визначається як суперпозиція масових станів нейтрино (m_k):

$$\left\langle m_{\nu}\right\rangle = \sum_{k} \left(U_{ek}\right)^{2} m_{k}, \qquad (3)$$

де U_{ek} – матриця змішування нейтрино Понтекорво - Макі - Накагави - Сакати.

На Рис. 2 показано, як ефективна маса нейтрино залежить від маси найлегшого масового нейтринного стану.



Рис. 2. Залежність ефективної маси нейтрино, що проявляється у 0v2β-розпаді (*|m*_{вв}) від маси найлегшого масивного нейтрино (то) отримана на основі аналізу експериментів. v яких вимірюються осциляції нейтрино, у випадках зворотної і нормальної схеми масових станів нейтрино. Показані інтервали значень мас в межах похибок 3σ. Показано інтервал значень ("Excluded by cosmology") які виключені на основі космологічних оцінок. (Рис. 2 з огляду [19]).

Проте $0v2\beta$ -розпад може бути ініційований багатьма іншими гіпотетичними частиками та механізмами. Найбільш часто обговорюваними є розпад за рахунок домішок гіпотетичних правих токів у слабкій взаємодії, випромінювання безмасових (або дуже легких) бозонів Намбу-Голдстоуна (так званих, майоронів). Крім цих механізмів запропоновано багато інших за межами Стандартної моделі частинок. Тому навіть відсутність спостереження $0v2\beta$ -розпаду є важливим, оскільки дозволяє обмежити вибір теоретичних напрямків, які претендують стати розширенням Стандартної моделі елементарних частинок.

Експериментальні пошуки подвійного бета-розпаду (на можливість цього процесу вперше вказала Марія Гепперт-Маєр у 1935 році [20]), починаючи з першої роботи у 1948 році [21], ведуться вже майже сімдесят років. Через вкрай малу вірогідність процесу, зараз зареєстрований лише двонейтринний розпад у 11-ти ядер [22, 23, 24,], а чутливість кращих експериментів до безнейтринної моди досягла величин $T_{1/2}^{0v2\beta} \ge 10^{24} - 10^{26}$ років [22, 23, 25, 26, 27, 28, 29, 30], звідки слідують обмеження на масу нейтрино $\langle m_{\rm v} \rangle < 0.1$ -1 еВ.

Якщо мова йде про подвійні бета «плюс» процеси (подвійного електронного поглинання, електронного поглинання із випромінюванням позитрону і подвійного позитронного розпаду), то навіть двонейтринна мода цих процесів усе ще не зареєстрована надійно. Чутливість кращих експериментів не перевищує 10^{21} – 10^{22} років (див., наприклад, огляди [16, 17] і посилки в роботі [31]). У той же час, такі процеси необхідно досліджувати зокрема і завдяки можливості відрізнити масовий механізм розпаду від такого, що спричинений домішками правих токів у слабку взаємодію [32].

Задачею експериментів у найближче десятиліття є підвищення чутливості до подвійного бета-розпаду різних ядер. Згідно роботи Ю.Г. Здесенка [33], чутливість експерименту з пошуку $0v2\beta$ -розпаду до періоду напіврозпаду $T_{1/2}$ може бути оцінена за такою формулою:

$$T_{1/2} \sim \varepsilon \,\delta \,\sqrt{\frac{mt}{RB}}\,,$$
(4)

де є – ефективність реєстрації $0v2\beta$ -розпаду, δ – концентрація досліджуваного ізотопу в детекторі, t – час вимірювань, m, R і B – маса, енергетична роздільна здатність і рівень фону детектора в околі піку від $0v2\beta$ -розпаду. У випадку нульового фону, кількість подій ефекту, яка може бути відкинута з певним рівнем довірчої ймовірності, визначається як

limS (наприклад, limS = 2.44 з довірчою ймовірністю 90% у випадку нульового фону) формула набуває вигляду, коли чутливість експерименту зростає по мірі продовження вимірювань:

$$T_{1/2} \sim \varepsilon \,\delta \,\,\frac{mt}{\lim S},\tag{5}$$

Очевидно з обох формул 4 і 5, що детекторів мають бути поставлені такі вимоги:

- 1) якомога вища ефективність реєстрації;
- 2) якомога менший (в ідеальному випадку, нульовий) фон;
- 3) висока енергетична роздільна здатність.

Висока енергетична роздільна здатність є важливою вимогою для надійної ідентифікації сигналу 0v2β-розпаду. Очевидною вимогою є можливість використання великої маси досліджуваного ізотопу. Зараз вже проводяться експерименти з масою ізотопу близько ста кг і обговорюються експерименти з масою близько тони досліджуваного ізотопу. Тобто, лише висока концентрація ізотопу у природні суміші ізотопів (випадок ¹³⁰Te, у якого природна концентрація сягає 34.08% [34]) або ж наявність технології збагачення у масштабах десятків і сотень кг, дають надію на проведення чутливого експерименту. Щодо вибору ядер для досліджень, то є кілька параметрів які варто приймати до уваги:

1. Вірогідність розпаду має бути якнайбільшою. На Рис. 3 показано результати теоретичних оцінок періоду напіврозпаду відносно 0v2β-розпаду ядер зроблених із використанням різних ядерних моделей і методів розрахунків.



Рис. 3. Очікувані періоди напіврозпаду найбільш перспективних з урахуванням теоретичних розрахунків вірогідності розпаду.

- Велика енергія розпаду дозволяє знижувати фону в околі очікуваного піку 0v2βрозпаду, що пов'язане з різким спадом після енергії 2615 кеВ (енергія інтенсивних гамма-квантів²⁰⁸Tl, який є дочірнім²³²Th).
- 3. Велика концентрація ізотопу у природній суміші ізотопів і (або) можливість збагачення у кількостях десятки і сотні кг.
- 4. Можливість глибокого очищення речовини у складі якого є ізотоп інтересу.
- 5. Наявність детектора у складі якого є елемент інтересу.
- 6. Можливість глибокого очищення елементу інтересу від радіоактивних домішок.
- 7. Мінімальна космогенна активація елементу (ізотопу) інтересу.

Крім цих міркувань треба брати до уваги наявність технологій збагачення ізотопів у великих (сотні кг – тони) кількості [35]. Цим умовам задовольняють ізотопи селену 82, молібдену 100 і кадмію 116. Не дивлячись на велику енергію розпаду і сприятливі теоретичні оцінки, ядра церію 96 і неодиму 150 не можуть бути отримані у великих кількостях за допомогою наявних технологій.

Кріогенні сцинтиляційні болометри детекторами € перспективними для великомасштабного проекту нового покоління CUPID [36, 37]. Метод зараз у стані інтенсивної розробки, зокрема з метою реєстрації черенковського випромінювання з кристалів оксиду телуру [38, 39, 40, 41, 42, 43]. Ведуться також пошуки нових сцинтиляційних матеріалів, які б мали у своєму складі елементи з ізотопами кандидатами на подвійний бета-розпад. Дослідження різних ядер важливо проводити з огляду на дуже малу вірогідність розпаду, що вимагатиме перевірки наявності ефекту не лише у іншому експерименті, а й з різними ядрами. Крім того, неточність розрахунків ядерних матричних елементів також спонукає досліджувати різні ядра. Адже порівняння періодів напіврозпаду різних ядер відносно 0v2β-розпаду дозволить уточнити теоретичні розрахунки і визначити з вищою точністю масу нейтрино (у припущенні, що процес відбувається за рахунок обміну легкими нейтрино майоранівської природи).

У експерименті NEMO-3 у підземній лабораторії Modane у Франції вимірювалися зразки кількох подвійно бета-активних ізотопів: ⁴⁸Ca, ⁸²Se, ⁹⁶Zr, ¹⁰⁰Mo, ¹⁰⁶Cd, ¹⁵⁰Nd. Зараз колаборація веде аналіз даних експерименту і у даному звіті будуть представлені остаточні результати досліджень подвійного бета-розпаду ядер ⁴⁸Ca, ¹⁰⁰Mo, ¹¹⁶Cd i ¹⁵⁰Nd (усі чотири ядра є перспективними кандидатами, як це видно з Рис. 3).

Дослідження процесів із зменшенням заряду ядра важливі з огляду на розробку методів розрахунків ядерних матричних елементів, можливість резонансного безнейтринного подвійного електронного поглинання (ці процеси розглядаються як альтернативний шлях дослідження природи і маси нейтрино), а також на можливості перевірки механізму подвійного бета-розпаду (у випадку, якщо він буде спостережений): чи відбувається завдяки масі нейтрино, чи домішкам правих токів у слабкій взаємодії [32]. Ізотоп 106 Cd є одним з найбільш перспективних кандидатів для пошуку $2\beta^+$ -процесів завдяки високій енергії розпаду (Q₂₈ = 2775.39(10) кеВ) [44], порівняно високій концентрації ізотопу 106 у природній суміші ізотопів кадмію (δ = 1.25(6)%) [34], можливості збагачення методом центрифугування і сприятливим теоретичним передбаченням вірогідності розпаду. Експеримент з пошуку подвійного бета-розпаду ядра ¹⁰⁶Cd за лопомогою сцинтилятора вольфрамату кадмію із збагаченого кадмію ¹⁰⁶Cd (¹⁰⁶CdWO₄) [45] продовжується у лабораторії Гран-Сассо.

Дослідження подвійного електронного поглинання у ядрах 40 Ca i 180 W були виконані шляхом аналізу даних низькотемпературного сцинтиляційного експерименту з кристалами CaWO₄. Отримані нові, значно вищі обмеження на періоди напіврозпаду цих ядер. Особливо цікавим є дослідження 180 W з огляду на теоретично одну з найбільших вірогідностей резонансного процесу безнейтринного подвійного електронного поглинання.

Подальший розвиток отримали дослідження подвійного бета-розпаду методами наднизькофонової гамма-спектрометрії за допомогою напівпровідникових германієвих спектрометрів. Зокрема цим методом було досліджено на новому рівні чутливості ізотопи церію (136,138 Ce) із зразком церію глибоко очищеним від торію і радію методами екстракції з рідину у рідину, а також ізотопи цирконію (94 Zr), рутенію (96,102 Ru), та осмію (184,192 Os).

РОЗДІЛ 1 РОЗРОБКА ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ МЕТОДІВ ДОСЛІДЖЕНЬ ПОДВІЙНОГО БЕТА-РОЗПАДУ, ВЛАСТИВОСТЕЙ НЕЙТРИНО ТА СЛАБКОЇ ВЗАЄМОДІЇ

1.1. Розробка низькофонових сцинтиляційних кристалів

1.1.1. Розробка радіоактивно чистих сцинтиляторів вольфрамату кадмію і свинцю

Однією з найбільш важливих вимог до сцинтиляційних детекторів для пошуку подвійного бета-розпаду є якомога нижчий (в ідеальному випадку, нульовий) рівень фону детектора. Для досягнення цього матеріали для виробництва кристалів необхідно глибоко очищати від радіоактивних домішок. Крім того, високий рівень чистоти матеріалів вимагається з огляду на досягнення високих оптичних властивостей сцинтиляторів, які також неможливі без застосування високочистих речовин для росту кристалів. У роботі представлені результати очищення зразків природного і ізотопно збагаченого кадмію (Cd, ¹⁰⁶Cd, ¹¹⁶Cd), а також археологічного свинцю (^{арх}Pb) для виробництва сцинтиляційних кристалів вольфрамату кадмію і свинцю [176].

Виробництво сцинтиляторів із збагачених ізотопів накладає жорстку вимогу мінімальних втрат дорогого матеріалу, а саме, збагачених ізотопів ¹⁰⁶Cd і ¹¹⁶Cd. Для очищення цих матеріалів біла застосована схема багаторазової дистиляції, в т.ч. і дистиляція через гетерні фільтри. На першому етапі прогрів і фільтрацію проводили в атмосфері аргону. Розроблений спосіб рафінування ¹⁰⁶Cd і ¹¹⁶Cd забезпечив високий вихід придатного продукту (> 95%) і дозволив довести безповоротні втрати до рівня <1%. У Таблиці 1.1 представлений склад домішок в ізотопно збагачених ¹⁰⁶Cd і ¹¹⁶Cd до і після очищення.

	Концентрація в ¹⁰⁶ Cd		Концентрація в ¹¹⁶ Сd		
		після очищення	до очистки	після очистки	
Домішка	до	4–х кратна дистиляція		4–х кратна дистиляція	2-х кратна
	очистки				дистиляція з
					гетерним фільтром
Ni	0.6*	0.6*	$\le 0.2^{**}$	$\leq 0.2^{**}$	$\leq 0.2^{**}$
Cu	5*	0.7*	0.7**	$\leq 0.1^{**}$	$\leq 0.1^{**}$
Fe	1.3***	0.4***	$\leq 5^{**}$	$\leq 5^{**}$	$\leq 5^{**}$
Mg	12*	$\leq 0.5*$	$\leq 0.05^{**}$	$\leq 0.05^{**}$	$\le 0.05^{**}$
Mn	0.1*	0.1*	$\leq 5^{**}$	$\leq 5^{**}$	$\leq 5^{**}$
Cr	9*	$\leq 0.5*$	$\le 0.1^{**}$	$\leq 0.1^{**}$	$\leq 0.1^{**}$
V	< 0.005 *	$\leq 0.001*$	$\le 0.08^{**}$	$\leq 0.08^{**}$	$\le 0.08^{**}$
Co	0.02*	$\leq 0.01*$	$\le 0.1^{**}$	$\leq 0.1^{**}$	$\leq 0.1^{**}$
K	11*	$\leq 10^*$	5.4**	$\leq 0.04^{**}$	$\leq 0.04^{**}$
Pb	270*	8*	80**	$\le 0.7^{**}$	$\le 0.7^{**}$
Th	< 0.001*	< 0.001*	$\leq 0.6^{**}$	$\leq 0.6^{**}$	$\leq 0.6^{**}$
U	< 0.001*	< 0.001*	$\leq 0.6^{**}$	$\leq 0.6^{**}$	$\leq 0.6^{**}$

Таблиця 1.1. Склад домішок у ізотопно збагачених ¹⁰⁶Cd и ¹¹⁶Cd до і після очищення (ppm)

У Таблиці *ICP-MS, **LMS, ***AAS позначають методи аналізу зразків: ICP-MS – масс-спектрометрія з індуктивно-зв'язаною плазмою, LMS - лазерна масс-спектрометрія, AAS – атомно абсорбційна спектрометрія.

Для глибокого очищення археологічного свинцю була розроблена комплексна схема рафінування, яка включала в себе фільтрацію розплаву (видалення оксидних та інших включень), дистиляцію з конденсацією пару у рідку фазу (видалення важколетких домішок) і високотемпературний прогрів для видалення легколетких домішок. Вміст домішкових елементів в археологічному свинці до і після рафінування приведено в Таблиці 1.2.

> Вміст домішок, ррт До рафінування Після рафінування Елемент **ICP-MS** LMS **ICP-MS** LMS < 1 0.09 < 5 < 0.04 Mg < 1 1.5 < 1 0.04 Al Si < 25 1.0 < 25 0.08 Κ < 10 0.5 < 10 0.3 Ca < 5 < 5 0.3 0.6 Ti < 0.5 < 0.09 < 0.5 < 0.09 V < 0.01 < 0.07 < 0.01 < 0.07Cr < 0.1 < 0.09 < 0.1 < 0.09 Mn < 0.05 < 0.08 < 0.05< 0.08 < 10 < 0.09 < 10 < 0.09 Fe Co < 0.01 < 0.09 < 0.01 < 0.09Ni < 0.1 < 0.2 < 0.1 < 0.09 200 0.3 < 0.1 Cu 6 Zn < 0.3 3 < 0.3 < 0.2 80 30 0.7 < 0.6 Ag Cd < 0.055 < 0.05< 0.8 Sn < 0.08 < 0.08 -Sb 230 5 < 0.6 Th (ppb) < 2 < 1 -- $< 2^{-1}$ U (ppb) < 1

Таблиця 1.2. Зміст основних домішкових елементів в археологічному свинці (apxPb) до і після рафінування.

Кристали вольфрамату кадмію із збагачених ізотопів кадмію 106 і кадмію 116, вирощені методом Чохральського з низьким градієнтом температури, показані на Рис. 1.1.



Рис. 1.1. Кристали вольфрамату кадмію із збагачених ізотопів кадмію 106 (зліва) і кадмію 116 (справа).

Кристал вольфрамату свинцю був вирощений звичайним методом Чохральського у Інституті сцинтиляційних матеріалів НАН України із глибоко очищеного археологічного свинцю (^{арх}PbWO₄). Виявилося, що високий рівень чистоти матеріалів, використаних для росту кристалу став причиною фотохромного ефекту, коли кристал потемнів лише під дією денного світла (див. Рис. 1.2 а). Фотохромний ефект було підтверджено у спеціальних вимірюваннях з опроміненням зразка сцинтилятора ультрафіолетовим випромінюванням. Тому кристал був відпалений впродовж 24 годин у повітрі при температурі 750°С, що значно підвищило його прозорість (див. Рис. 1.2 б).





Рис. 1.2. Фотографії кристалу ^{арх}РbWO₄ (а – кристал ^{арх}РbWO₄ після опромінення денним світлом, δ – кристал ^{арх}РbWO₄ після відпалу).

Вимірювання зі сцинтилятором вольфрамату кадмію і світловодом з вольфрамату свинцю підтвердили низьке пропускання сцинтиляційних сигналів світловодом після потемніння і значне покращення якості світловоду після відпалу. Спектри γ -квантів ¹³⁷Cs і ²⁰⁷Ві виміряні зі сцинтиляційним кристалом CdWO₄ встановленим на кристал ^{арх}PbWO₄ як світловід показані на Рис. 1.3. Видно, що амплітуда сигналів виросла у більше як 5 разів, а енергетична роздільна здатність покращилася у 1.8 рази.



Рис. 1.3. Спектри γ -квантів ¹³⁷Cs і ²⁰⁷Ві виміряні зі сцинтиляційним кристалом CdWO₄ встановленим на кристал ^{арх}PbWO₄ як світловід (а – кристал ^{арх}PbWO₄ до відпалу, б – кристал ^{арх}PbWO₄ після відпалу).

В даний час кристал ^{арх}PbWO₄ успішно використовується як світловід у низькофоновому експерименті для пошуку подвійного бета-розпаду ядра ¹⁰⁶Cd за допомогою сцинтилятора ¹⁰⁶CdWO₄ в підземній лабораторії Гран Сассо (див. Розділ 2). Розроблені методи очищення первинних матеріалів і росту кристалів можуть бути використані для виробництва сцинтиляторів для великомасштабних високочутливих експериментів з пошуку рідкісних розпадів та процесів (подвійного бета-розпаду, часток темної матерії, дослідження рідкісних альфа- та бета-розпадів)

1.1.2. Зменшення радіоактивної забрудненості сцинтиляційних кристалів ¹¹⁶CdWO₄ та ZnWO₄ шляхом повторної кристалізації

Низькофонові вимірювання в ході експерименту з пошуку подвійного бета-розпаду ядра ¹¹⁶Cd показали, що радіоактивна забрудненість кристалу вольфрамату кадмію із збагаченого кадмію 116 (¹¹⁶CdWO₄) зростає по мірі росту кристалу. Так активність ²²⁸Th у кристалі №1 (див. Рис. 1.4) становить 0.02 мБк/кг, у той час як у кристалі №2 вона складає 0.04 мБк/кг, а у кристалі №3 0.09 мБк/кг). Це свідчить про сегрегацію торію у системі кристалу. Зразок №3 масою 326 г був повторно кристалізований методом Чохральського з низьким градієнтом температури, в результаті чого була отримана кристалічна буля масою 286 г (88% початкової маси розплаву. Фото кристалу ¹¹⁶CdWO₄ No. 3 після другої кристалізації показане не Рис. 1.5.



Рис. 1.4 Фото кристалічної булі вольфрамату кадмію із збагаченого ізотопу кадмію 116 ¹¹⁶CdWO₄ (знизу) і сцинтиляційних елементів, отриманих після розколу булі (зверху).

Від булі були відколоті кінець і початок росту (Рис. 1.5), і цей сцинтиляційний елемент був виміряний у низькофоновій установці DAMA/CRYS у підземній лабораторії Гран Сассо в Італії впродовж 1623 г.



Рис. 1.5 Фото кристалу ¹¹⁶CdWO₄ No. 3 після другої кристалізації (зліва) і сцинтиляційного елементу, отриманого після відколу частин початку і кінця росту (справа).

Форма сцинтиляційних сигналів для бета-частинок (гамма-квантів) і альфа-частинок у кристалах вольфрамату кадмію відрізняється. Це видно з Рис. 1.6, де показано розподіл залежності індикаторів форми (параметр, що залежить від форми сцинтиляційних сигналів) від енергії подій виміряних із сцинтиляційним детектором з кристалом ¹¹⁶CdWO₄ No. 3.



Рис. 1.6. Розподіл залежності індикаторів форми (Shape indicator) від енергії виміряних із сцинтиляційним детектором з кристалом ¹¹⁶CdWO₄ No. 3 після 1-ї кристалізації впродовж 2394 г. Події від гамма-квантів (бета-частинок) і альфачастинок розділяються. Події від розпадів ²¹²Bi-²¹²Po (Bi-Po) мають індикатор форми у широкому діапазоні значень за рахунок різного часу між подіями бетарозпадів ²¹²Bi і альфа-розпадів ²¹²Po.

Завдяки аналізу форми були побудовані спектри альфа-подій детекторів із сцинтиляційним кристалом ¹¹⁶CdWO₄ після 1-ї після 2-ї кристалізації спектри представлені на Рис. 1.7.



Рис. 1.7. Спектри альфа-подій зареєстрованих низькофоновими детекторами із сцинтиляційним кристалом ¹¹⁶CdWO₄ після 1-ї (верхні спектр, час вимірювань 2394 г) і 2кристалізації (нижній спектр, 1623 г).

Підгонка спектрів сумою функцій Гауса (альфа-піки ²³²Th, ²³⁸U та їх дочірніх, а також поліном 2-го ступню для опису залишкового гамма- і бета-фону), дозволили оцінити активність альфа-активних нуклідів у сцинтиляторах. Ці дані наведені у Таблиці 1.3.

Активність ²²⁸Th у кристалах була оцінена методом часово-амплітудного аналізу. Результати відбору подій альфа-розпадів ²²⁴Ra, ²²⁰Rn і ²¹⁶Po методом часово-амплітудного аналізу із даних зареєстрованих низькофоновими детекторами із сцинтиляційним кристалом ¹¹⁶CdWO₄ після 1-ї і 2-ї кристалізації показані на Рис. 1.8. Видно, що активність суттєво знизилась після повторної кристалізації.



Рис. 1.8. Спектри альфа-подій від альфа-розпадів ²²⁴Ra, ²²⁰Rn і ²¹⁶Po відібраних методом часово-амплітудного аналізу із даних зареєстрованих низькофоновими детекторами із сцинтиляційним кристалом ¹¹⁶CdWO₄ після 1-ї (ліві спектри, час вимірювань 2394 г) і 2-ї кристалізації (праві спектри, 1623 г). На вставках показані часові спектри розпадів ²²⁰Rn і ²¹⁶Po.

Дані аналізу форми сигналів та часово-амплітудного аналізу, з яких були зроблені оцінки радіоактивної забрудненості кристалу 116 CdWO₄ після 1-ї та 2-ї кристалізацій приведені у Таблиці 1.3. Видно, що перекристалізація знизила концентрацію торію у кристалі у 10 разів, сумарна альфа-активність зменшилась у 3 рази.

Радіоактивний ряд	Нуклід	Активність (мБк/кг)	
		Після 1-ї	Після 2-ї
		кристалізації	кристалізації
²³² Th	²³² Th	0.13(7)	0.03(2)
	²²⁸ Th	0.10(1)	0.010(3)
²³⁸ U	²³⁸ U	1.8(2)	0.8(2)
	$^{234}\text{U}+^{230}\text{Th}$	0.6(2)	0.4(1)
	²²⁶ Ra	< 0.1	< 0.015
	²¹⁰ Po	1.6(2)	1.6(2)
Сумарна альфа-активність		4.44(4)	1.62(4)

Таблиця 1.3. Радіоактивна забрудненість кристалу ¹¹⁶CdWO₄ після 1-ї та 2-ї кристалізацій.

Було також досліджено вплив перекристалізації на радіоактивну забрудненість кристалу вольфрамат цинку. Кристал масою 141 г був вирощений із зразка масою 699 г, радіоактивна забрудненість якого була визначена в ході експерименту з пошуку подвійного бета-розпаду цинку і вольфраму [46]. Виявилося, що радіоактивна забрудненість перекристалізованого зразка навіть перевищує рівень забрудненості початкового кристалу. Було зроблено припущення про поверхневу забрудненість кристалу

отриманого повторною кристалізацією. З кристалу було видалено (за допомогою алмазного надфіля) поверхневий шар товщиною близько 0.4 мм так, що маса кристалу стала 133 г. Кристал було виміряно впродовж 1445 г в установці DAMA/CRYS. Сумарна альфа-активність зразка до і після видалення поверхневого шару не відрізняються в межах помилки: 0.47(7) мБк/кг до обробки і 0.45(3) мБк/кг після зняття поверхневого шару, що не підтверджує припущення про поверхневу концентрацію урану і торію у зразках.

1.1.3. Радіоактивна забрудненість сцинтиляційного кристалу ⁷LiI(Eu)

Сцинтилятори йодиду літію активовані європієм (LiI(Eu)) відомі вже більше як 70 років [47]. Монокристали LiI(Eu), зокрема i3 збагаченого ізотопу літію 6. використовуються для реєстрації нейтронів [48, 49, 50]. У наших попередніх роботах було показано, що кристали LiI(Eu) модна застосувати до пошуків резонансного поглинання гіпотетичних частинок аксіонів, що можуть випромінюватися Сонцем у рр-циклі збудженими ядрами ⁷Li [51]. Беручи до уваги високий природний ізотопний вміст ізотопу літію 7 (92,41%), для пошуків аксіонів були застосовані зразки з літієм і напівпровідникові гамма-детектори з германію (див. [52] і посилки у цій роботі). Важливою характеристикою сцинтиляторів для пошуку рідкісних процесів є низька (в ідеальному випадку, нульова) радіоактивна забрудненість. Тому було виконано дослідження радіоактивної забрудненості двох зразків сцинтиляторів ⁷LiI(Eu) розмірами \emptyset 20 × 20 мм, масою 26 г кожен. Кристали були вирощені методом Бріджмена-Строкбаргера В Інституті сцинтиляційних матеріалів (Харків). Кристали були виготовлені із збагаченого літію 7 до 99.9%. Радіоактивна забрудненість зразків була досліджена методом сцинтиляційної спектрометрії і за допомогою напівпровідникового гамма-детектора з надчистого германію.

⁷LiI виміряний Енергетичний спектр, сцинтиляційним детектором (Eu) y низькофоновій установці в Інституті ядерних досліджень (Київ, Україна) представлений на Рис. 1.9. У спектрі немає особливостей, які можна інтерпретувати як внутрішнє забруднення сцинтилятора. Тому були встановлені лише обмеження на активності радіоактивних нуклідів у детекторах. Крім того, сцинтилятори вимірювалися за допомогою наднизькофонового напівпровідникового гамма-детектора з надчистого германію глибоко під землею в Національній лабораторії Гран Сассо (Італія). Ці вимірювання також не виявили радіоактивності на рівні чутливості 1 мБк / кг для ²²⁶Ra, ²²⁸Th, ²¹⁰Po, 10 мБк / кг для ⁶⁰Co, ¹³⁷Cs i ^{152,154}Eu, 0.1 - 1 Бк / кг для ⁴⁰K, ⁹⁰Sr i ²¹⁰Pb [53]. Це робить сцинтилятори ⁷LiI (Eu) перспективними для низькофонових експериментів, зокрема для пошуку сонячних аксіонів, що можуть випромінюватися ядрами ⁷Li у Сонці.



Рис. 1.9. Енергетичний спектр виміряний сцинтиляційним детектором ⁷LiI(Eu) за 126 годин у низькофоновій установці у Києві. Показано апроксимацію спектру у діапазоні 220-4400 кеВ моделлю фону, що складається 3 гамма-квантів, шо випромінюються 40 K, а також 232 Th, 238 U i дочірніми. ïχ (Вставка) Високоенергетична частина спектра, де 210 Po альфа-пік Підгонка очікується даних відображена суцільною лінією, тоді як експоненціальна модель фону та α-пік ²¹⁰Po. виключений довірчою 3 ймовірністю 90%, показані пунктирними лініями.

1.1.4. Дослідження сцинтилятора ВаF₂

Інтерес до сцинтиляторів фториду барію (BaF₂) пов'язаний, у першу чергу, з можливістю вести пошуки подвійного бета-розпаду ізотопів барію [54], оскільки є повідомлення двох груп про спостереження подвійного бета-розпаду ізотопів барію [55, 56]. Одним з найбільш важливих властивостей сцинтиляційного детектора для експериментів з пошуку подвійного бета-розпаду є рівень радіоактивної забрудненості сцинтиляційного матеріалу. Барій є хімічно близьким елементом радію, тому природно спостерігати в цих кристалах доволі високий вміст ізотопів торію. Сцинтиляційні властивості кристалу BaF₂ масою 1.714 кг були досліджені з гамма-джерелами ¹³⁷Cs і ²²Na. Енергетичні спектри гамма-квантів від цих джерел показані на Рис. 1.10.



Рис. 1.10. Енергетичні спектри накопичені з детектором BaF_2 при опроміненні гамма-квантами джерел ¹³⁷Cs та ²²Na. Навіть у спектрі ²²Na видно кілька піків з енергією 1.5 – 3.2 MeB, обумовлених забрудненням кристала радієм.

Форма сцинтиляційних сигналів для альфа-частинок і гамма-квантів (бета-частинок) відрізняються, що дозволяє розділяти сигнали від цих частинок, наприклад, методом середнього часу. На Рис. 1.11. показана двовимірна гістограма середнього часу



Рис. 1.11. Двовимірна гістограма часу сцинтиляційного середнього спалаху від енергії подій накопичена сцинтиляційним детектором BaF₂ за час близько 2 години. Контури показують регіони де зосереджені 99% подій від гамма-квантів (бета-частинок) та альфа-частинок. Події В енергетичному інтервалі ~ 1-6 MeB з середнім часом вище гамма-квантів альфа-частинок (бета-частинок) та належать ланцюжкам розпадів ²¹²Ві -²¹²Ро з ряду ²²⁸Тһ (події позначені як «Ві-Ро»). (Вставка) Спектр значень середнього часову в інтервалі енергій 2000-2100 кеВ та підгонка даних функціями Гауса (суцільні лінії).

На Рис. 1.12. наведено спектр альфа-подій виділений з даних вимірювань зі сцинтиляційним детектором BaF_2 та його апроксимація сумою функцій Гауса, що описують відгук детектора до альфа-частинок радіоактивних нуклідів з рядів ²³²Th i ²³⁸U. Аналіз альфа-спектру дозволив оцінити активності радіоактивних домішок у сцинтиляторі, які наведено у Таблиці 1.4.



Рис. 1.12. Спектр альфа-подій виділений з даних вимірювань зі сцинтиляційним детектором BaF_2 та його апроксимація сумою функцій Гауса, що описують відгук детектора до альфа-частинок радіоактивних нуклідів з рядів ²³²Th і ²³⁸U.

З Таблиці 1.4 видно, що кристал забруднений радієм, а саме ізотопами 226 і 228, що утворилися в результаті розпаду ²³⁸U і ²³²Th. Крім того, суттєвим я також забрудненість кристалу свинцем (в даних спостерігається ²¹⁰Po, дочірній продукт розпаду ²¹⁰Pb).

Радіоактивний ряд	Нуклід	Активність (Бк/кг)
²³² Th	²³² Th	< 0.004
	²²⁸ Th	1.35(6)
²³⁸ U	²³⁸ U	<0.0006
	²²⁶ Ra	7.8(1)
	²¹⁰ Po	0.99(1)
²³⁵ U	²³⁵ U	<0.0006
/	²³¹ Pa	<0.0007
	²²⁷ Ac	<0.07

Таблиця 1.4. Радіоактивна забрудненість кристалу ВаF₂.

Наявність у кристалі ізотопу ²²⁸Th, який є продуктом розпаду ²²⁸Ra, дозволило виконати точне вимірювання періоду напіврозпаду ядра ²¹²Po (див. Розділ 5). На Рис. 1.13. показано подію розпадів ²¹²Bi - ²¹²Po у сцинтиляційному детекторі BaF₂.



Рис. 1.13. Приклад події розпадів ²¹²Ві - ²¹²Ро у сцинтиляційному детекторі ВаF₂.

Для отримання радіоактивно чистих сцинтиляторів BaF₂ необхідно, у першу чергу, розробити методи очищення барію від радію, такі розробки зараз ведуться.

1.2. Оптимізація збору світла у сцинтиляційних детекторах

1.2.1. Дослідження світлозбору у сцинтиляційних детекторах з кристалами ZnWO₄

Сцинтилятори вольфрамату цинку (ZnWO₄) схожі за своїми оптичними властивості на сцинтиляційні кристали вольфраматів та молібдатів кальцію. кадмію та інші сцинтиляційні матеріали, перспективні для експериментів для дослідження подвійного бета-розпаду та інших рідкісних ядерних розпадів. Тому ZnWO₄ був використаний для пошуку оптимальних умов збору світла, які потім можна застосувати для різних сцинтиляторів. Сцинтиляційні кристали ZnWO4 є перспективним матеріалом для пошуку темної матерії та подвійного бета-розпаду завдяки наявності цинку та вольфраму (елементів, шо мають подвійно бета-активні ізотопи), гарним сцинтиляційним характеристикам і низькому рівню радіоактивного забруднення [57, 58, 46]. Було досліджено залежності енергетичної роздільної здатності та відносної амплітуди імпульсу сцинтиляційного детектора з кристалами ZnWO₄ від форми кристалу (гексагональна чи циліндрична), форми та матеріалу відбивача, наявності чи відсутності оптичного контакту, а також типу обробки поверхні сцинтиляційного кристалу (полірована чи дифузна).

Для вимірювань були взяті два сцинтиляційних кристали ZnWO₄ вирізані з одного монокристалу, вирощеного у Інституті сцинтиляційних матеріалів НАН України. Один зразок мав циліндричну форму розмірами \emptyset 20 × 20 мм (цей зразок позначено «С»), інший був у формі гексагональної призми з діагоналлю 20 мм та висотою 20 мм («Н»). Ідентичність оптичних властивостей двох кристалів була перевірена за допомогою вимірювань оптичного пропускання спектрофотометром Shimadzu, UV-3600. Результати вимірювань, приведені на Рис. 1.14 підтверджують однакові оптичні властивості обох зразків. Ефект френелівського відбивання світла був врахований завдяки зразку кристалу ZnWO₄ товщиною 2 м, встановленому в опорному пучку спектрофотометра.



Рис. 1.14. Криві пропускання циліндричного (С) та гексагонального (Н) кристалів ZnWO₄.

Вимірювання енергетичної роздільної здатності та відносної амплітуди імпульсу проводились з використанням гамма-джерела у умовах показаних на Рис. 1.15:

А. Кристал обгорнутий трьома шарами тефлону та за допомогою оптичної змазки приєднаний до фотоелектронного помножувача Philips XP2412.

В. Кристал оточений циліндричним дзеркальним відбивачем 3М розмірами Ø25×25 мм у оптичному контакті з фотоелектронним помножувачем. С. Кристал оточений циліндричним дзеркальним відбивачем 3М розмірами Ø25×25 мм, встановлений на фотоелектронний помножувач без оптичного контакту.

Оптичний контакт в умовах "A" and "B" було забезпечено за допомогою оптичної змазки Dow Corning Q2-3067 з показником заломлення 1.46.

Вимірювання у кожних умовах проводились зі зміною типу обробки поверхні кристалу:

- 1. уся поверхня сцинтиляційного кристалу ZnWO₄ полірована;
- 2. бокова поверхня кристалу шліфована, торці поліровані;

3. бокова поверхня та торець шліфовані, торець, суміжний з фотокатодом фотоелектронного помножувача – полірований;

4. уся поверхня кристалу шліфована.



Рис. 1.15. Схема вимірювань з сцинтиляційним кристалом ZnWO₄ (1 – кристал, 2 – 3 шари плівки PTFE, 3 – оптичний контакт, 4 – ФЕП, 5 – відбивач 3М, 6 – кубики із органічного скла).

Енергетичні спектри гамма-квантів джерел 137 Cs та 207 Bi виміряні у із сцинтилятором ZnWO₄ гексагональної форми з дифузною поверхнею в умовах вимірювань "B" приведені на Рис. 1.16. Видно, наскільки гексагональна форма кристалу та дифузна обробка поверхні покращують світлозбір та енергетичну роздільну здатність детектора.



Рис. 1.16. Енергетичні спектри, отримані при опроміненні гамма-квантами від джерел ¹³⁷Cs та ²⁰⁷Ві сцинтиляційного кристалу ZnWO₄ гексагональної форми з дифузною поверхнею в умовах вимірювань "В" (верхній рисунок) та .з кристалом циліндричної форми з усіма полірованими поверхнями (нижній рисунок).

Виміряна залежність енергетичної роздільної здатності детектора з кристалами ZnWO₄ гексагональної та циліндричної форми від умов вимірювання та стану поверхні показана на Рис. 1.17.



Рис. 1.17. Енергетична роздільна здатність детектора із сцинтиляційними кристалами ZnWO₄ гексагональної (H) та циліндричної (C) форми у різних умовах вимірювань (див. Рис. 1.15).

Залежність відносної амплітуди сигналів детектора з кристалами ZnWO₄ гексагональної та циліндричної форми від умов вимірювання та стану поверхні показана на Рис. 1.18.



Рис. 1.18. Залежність відносної амплітуди сигналів від детектора із сцинтиляційними кристалами ZnWO₄ гексагональної (H) та циліндричної (C) форми у різних умовах вимірювань (див. Рис. 1.15).

Була розроблена модель для розрахунків ефективності світлозбору у сцинтиляційних детекторах з кристалами ZnWO₄ гексагональної та циліндричної форми у різних умовах методом Монте Карло. Для розрахунків була застосовано пакет програм Geant4 [59]. Параметри оптичної моделі наведені у Таблиці 1.5.

Таблиця 1.5. Параметри оптичної моделі для розрахунків ефективності збору фотонів у сцинтиляційних кристалах ZnWO₄.

*	
Параметр	Значення
Розмір циліндра	$\varnothing 20 \times 20$ мм
Розмір шестигранника	20 × 20 мм
Густина ZnWO ₄	7.8 г/см ³
Густина тефлону	2 г/см ³
Густина змазки	1 г/см ³
Показник заломлення ZnWO ₄	2.3
Показник заломлення матеріалу оптичного контакту	1.4658
Показник заломлення скла фотоелектронного	1.5
помножувача	
Показник відбивання фторопласту	1.00-0.96
Показник відбивання фольги ЗМ	0.99
Коефіцієнт поглинання гамма-квантів (662 кеВ) від	14.47 мм
глибини в кристалі	
Кількість фотонів для моделі	10 ⁶
Розмір фотоелектронного помножувача	Ø78 мм

Результати розрахунків показані на Рис. 1.19 і добре узгоджуються з експериментом.



Рис. 1.19. Ефективність вибивання фотоелектронів (відношення кількості утворених фотоелектронів до випромінених у сцинтиляторі фотонів) для різних умов збору світла (див. Рис. 1.15), для циліндричної та гексагональної форми сцинтиляторів ZnWO4, обчислені за допомогою пакета програм Geant4 (суцільні лінії та відкриті квадрати описують поведінку світла у гексагональних кристалах, штрихові лінії з кружками описують циліндричні кристали). Експериментальні дані (заштриховані смуги для гексагональних та прозорі смуги для циліндричних кристалів) нормалізовані до промодельованого значення для циліндричного полірованого кристала в умовах вимірювань В.

Це дослідження дало важливі результати, які можуть бути застосовані до самих різни сцинтиляційних детекторів. Зокрема показано переваги кристалів гексагональної форми перед циліндричними і шліфованої (оптично дифузної) поверхні перед полірованою. Наступним кроком були дослідження різної форми сцинтиляційних кристалів для моделювання розповсюдження світла у сцинтиляційних детекторах з порівнянням результатів моделювання з експериментом.

1.2.2. Вплив форми сцинтилятора на світлозбір у сцинтиляційному детекторі

Моделювання пропускання фотонів у сцинтиляційних детекторах були виконані з метою пошуку оптимальної форми сцинтилятора, обробка поверхні та форма зовнішнього рефлектора, щоб досягти максимального збирання світла у детекторі оптичного контакту з фотодетектором. Така ситуація зазвичай зустрічається в криогенних сцинтиляційних болометрах в експериментальних пошуках подвійної бета розпаду і темною матерії. Для оцінки ефективності збору світла різних геометричних конфігурацій було використане програмне забезпечення ZEMAX. На Рис. 1.20 показані умови для моделювання збору світла із сцинтиляційними кристалами CaWO₄ різної форми.



Рис. 1.20. Умови для моделювання збору світла із сцинтиляційними кристалами CaWO₄ різної форми.

Результати моделювання ефективності збору світла зі сцинтиляторів CdWO₄ різної форми з дифузною і полірованою поверхнею за допомогою програмного забезпечення ZEMAX показані на Рис. 1.21.



Рис. 1.21. Модельовані методом Монте Карло за допомогою програми ZEMAX величини ефективності збору світла зі сцинтиляторів CdWO₄ різної форми з дифузною і полірованою поверхнею. Форма рефлектора позначена R1 циліндрична, R2 - у формі усіченого конуса

Результати моделювання були підтверджені у вимірюваннях ефективності збору інформації із сцинтиляційними кристалами CaWO₄. З метою перевірки моделі були виконані вимірювання енергетичної роздільної здатності і відносної амплітуди імпульсів з кристалами CaWO₄ різної форми з діаметром (або вписані у цей діаметр для призм) 17.6 мм і висотою 14.6 mm, що були виготовлені із одного кристалу CaWO₄. Вимірювання проводились за допомогою фотоелектронного помножувача, на якому був встановлений маленький кристал CaWO₄ розмірами $5 \times 5 \times 1$ мм з альфа-джерелом ²⁴¹Am для контролю стабільності спектрометричного тракту. Енергетичний спектр гамма-квантів джерела ¹³⁷Cs виміряний із сцинтиляційним кристалом CdWO₄ у формі трикутної призми, з дифузною боковою і полірованими торцевими поверхнями, оточений відбивачем світла у формі усіченого конуса, в умовах вимірювань без оптичного контакту з фотоелектронним помножувачем, показаний на Рис. 1.22.



Рис. 1.22. Енергетичний спектр гамма-¹³⁷Cs виміряний квантів джерела i3 сцинтиляційним кристалом CdWO₄ у формі трикутної призми, з дифузною боковою і полірованими торцевими поверхнями, оточений відбивачем світла у формі усіченого конуса, в умовах вимірювань без оптичного контакту з фотоелектронним помножувачем, В умовах вимірювань без оптичного контакту фотоелектронним 3 помножувачем. Пік у приблизно 1230 каналі є альфа-піком джерела ²⁴¹Am, що опромінював додатковий кристал CaWO₄ розмірами $5 \times 5 \times 1$ MM, який використовувався лля контролю спектрометричного тракту спектрометра.

На Рис. 1.23 показано експериментальну залежність енергетичної роздільної здатності від умов вимірювання, форми кристалів та відбивача світла.



Рис. 1.23. Залежність енергетичної роздільної здатності сцинтиляційного детектора з кристалами CdWO4 різної відбивачем світла у вигляді форми, з усіченого циліндра та конуса, 3 дифузною і полірованою поверхнею. Форма рефлектора позначена R1 циліндрична, R2 - у формі усіченого конуса

Виміряна залежність відносної амплітуди сигналів від умов вимірювання, форми кристалів та відбивача світла показано на Рис. 1.24.



Рис. 1.24. Залежність відносної амплітуди сигналів сцинтиляційного детектора з СdWO₄ різної форми, кристалами 3 відбивачем світла у вигляді циліндра та усіченого конуса, 3 дифузною i полірованою поверхнею. Форма рефлектора позначена R1 - циліндрична, R2 - у формі усіченого конуса

Для оцінки якості вимірювань і моделювання, а також порівняння результатів моделювання з експериментом було побудовано кореляцію між експериментально виміряними відносними амплітудами сигналів і енергетичною роздільною здатністю (див. Рис. 1.25). Видно, що енергетична роздільна здатність загалом покращується із зростанням амплітуди сигналів (тобто, із збільшенням світлозбору), що є очікуваним результатом, оскільки енергетична роздільна здатність залежить від статистики фотоелектронів.



Рис 1.25. Кореляція між виміряними експериментально відносними амплітудами сигналів і енергетичною роздільною здатністю сцинтиляційного детектора 3 кристалами CdWO₄ різної форми, з відбивачами світла у вигляді циліндра та усіченого конуса, з дифузною і полірованою поверхнею. Форма рефлектора **R**1 позначена циліндрична, R2 - у формі усіченого конуса

Подібна кореляція спостерігається також для теоретично розрахованих відносних амплітуд сигналів і ефективностей світлозбору (див. Рис. 1.26).



Рис. 1.26. Кореляція для теоретично розрахованих відносних амплітуд сигналів і ефективностей світлозбору сцинтиляційного детектора 3 кристалами CdWO₄, з відбивачами світла у вигляді циліндра та усіченого конуса, з дифузною і полірованою поверхнею. Форма рефлектора позначена R1 - циліндрична, R2 - у формі усіченого конуса

Таким чином, було виявлено, що сцинтилятори у формі трикутної призми із зовнішнім дзеркальним відбивачем світла у формі урізаного конуса, дає найвищу ефективність збору світла. Результати моделювання за допомогою пакету ZEMAX добре узгоджуються з експериментом. Це дає можливість моделювати детектори різної форми і у різних умовах збору сцинтиляційного світла.

1.2.3. Оптимізація характеристик сцинтиляційних детекторів

Для оптимізації світловиходу та енергетичної роздільної здатності було виконано розрахунки методом Монте-Карло ефективності збору світла для різних геометрій сцинтиляційного детектора з кристалом CaWO₄ за допомогою програм Litrani, Geant4 і Zemax. Результати розрахунків співставлено з даними вимірювань світловиходу залежно від форми та стану поверхні кристала, матеріалу та форми відбивача, наявності оптичного контакту. Найкращі результати було отримано з кристалами у вигляді прямої призми з основою у формі трикутника, з повністю шліфованою поверхнею, при використанні дзеркального відбивача у формі зрізаного конуса. Показано, що розрахунки за допомогою пакета Litrani найкраще корелюють із результатами експерименту.

У вимірюваннях було використано кристали вольфрамату кальцію CaWO₄ у формі циліндра, а також прямих призм із правильною 6-, 4- і 3-кутною основою. Для забезпечення однакових оптичних властивостей кристали були вирізані з однієї кристалічної булі. Вимірювання було проведено за допомогою фотоелектронного помножувача (ФЕП) XP2412 Philips в умовах, зображених на рис. 1.27.



Рис. 1.27. Умови вимірювань із сцинтиляційними кристалами CaWO₄ (1 - кристал, 2 - тефлонова плівка, 3 - оптичний контакт, 4 - фотоелектронний помножувач, 5 - дзеркальний відбивач світла 3М).

Вхідні параметри для моделювання світлових фотонів наведено нижче у Таблиці 1.6. Таблиця 1.6. Вхідні параметри для моделювання.

Розмір циліндра	40×40 мм
Розмір 3-, 6- та 4-кутної призми	Зовнішній діаметр 40 мм, висота 40 мм
Показник заломлення CaWO ₄	1,92 [19]
Показник заломлення змазки для забезпечення оптичного контакту	1,4658 (дані виробника)
Показник заломлення скла ФЕП	1,5 (дані виробника)
Показник відбивання плівки ЗМ	0,99 (дані виробника)
Кількість фотонів для моделі	10 000 фотонів × × 10 000 вертексів = 10 ⁸
Розмір фотокатода ФЕП	Діаметр 78 мм
Імовірність емісії фотона з певною довжиною хвилі в СаWO ₄	Рис. 3 (дані з [20])
Спектральна залежність квантового виходу фотокатода ФЕП	Рис. 3 (дані виробника)
Показник відбивання тефлону	Рис. 4 (дані виробника)

Спектральні характеристики матеріалів та фотокатода показано на Рис. 1.28 і 1.29.



HM

Рис. 1.28. Спектр емісії CaWO₄ (*1*), нормований на одиницю в максимумі, та спектральна залежність квантової ефективності фотокатода ФЕП (*2*). Рис. 1.29. Крива спектральної залежності коефіцієнта відбивання тефлонової плівки від довжини хвилі.

Результати моделювання за допомогою пакета програм Litrani сцинтиляторів циліндричної форми, у різних геометріях рефлектора й оптичного контакту та з різними типами обробки поверхні наведено на Рис. 1.30. Діаметр кружечків та числа в них на графіках відповідають відсотку кількості фотоелектронів (вони утворилися при потраплянні фотонів на фотокатод ФЕП) від кількості випромінених фотонів. Експериментальні значення відносної амплітуди сигналів нормовано для даних, отриманих із полірованим циліндром в усіх умовах вимірювань.



Типи обробки поверхні

Рис. 1.30. Результати для циліндричного кристала. Діаметр кружечків та числа в них відповідають відсотку кількості фотоелектронів на ФЕП від кількості випромінених фотонів. Тут і далі типи обробки: *1* – усі поверхні поліровані; *2* – дифузна бічна поверхня, інші поліровані; *3* – дифузні бічна та горішня поверхні, нижня полірована; *4* – усі поверхні дифузні. Результати моделювання позначено літерою М, експериментальні дані – літерою Е. «Геометрія» позначає умови вимірювань (див. Рис. .27).

Розроблено методи розрахунку ефективності світлозбору у сцинтиляційних детекторах з кристалами вольфрамату кальцію за допомогою пакетів програм Geant4, Litrani i Zemax. Краще узгодження з експериментом досягнуто в розрахунках за допомогою пакета Litrani. Проте ми не стверджуємо, що цей пакет має переваги над іншими, а лише констатуємо факт кращого узгодження розрахунків, виконаних за допомогою цього програмного засобу, з нашими вимірюваннями.

Як вимірювання, так і моделювання показали, що при наявності оптичного контакту з фотоприймачем найвищу ефективність світлозбору мають сцинтиляційні детектори з кристалами CaWO₄ у формі трикутної та прямокутної призм із повністю дифузною поверхнею в геометрії В1 (дзеркальний відбивач світла у формі зрізаного конуса). В умовах вимірювань без оптичного контакту, що відповідає умовам світлозбору у кріогенних сцинтиляційних болометрах, найвища ефективність світлозбору теж отримана для трикутної та прямокутної призм із повністю дифузною поверхнею в геометрії С1 (дзеркальний відбивач світла у формі зрізаного конуса).

Результати і висновки даної роботи можна застосувати для цілого ряду сцинтиляційних кристалів, перспективних з огляду на їхнє використання у кріогенних експериментах із пошуку подвійного бета-розпаду й темної матерії, а саме: вольфраматів кадмію (CdWO₄) і цинку (ZnWO₄), молібдатів кальцію (CaMoO₄), літію (Li₂MoO₄) і цинку (ZnMoO₄), селеніду цинку (ZnSe).
1.3. Розробка низькотемпературних сцинтиляційних болометрів для пошуку подвійного бета-розпаду атомних ядер

1.3.1. Сцинтиляційні болометри на основі кристалів молібдату цинку із збагаченого молібдену 100

Як було показано раніше, сцинтиляційні болометри на основі кристалів молібдату цинку є перспективними детекторами для пошуку безнейтринного подвійного бетарозпаду ядра 100 Mo [60]. Наступним кроком була розробка кристалів молібдату цинку із молібдену збагаченого ізотопом 100 Mo.

Молібден, збагачений ізотопом ¹⁰⁰Мо до 99.5% був використаний для розробки кристалу молібдату цинку. Свого часу цей збагачений молібден у вигляді металу був використаний в експерименті, що проходив у підземній лабораторії Модан (Франція) для пошуку подвійного бета-розпаду ядра ¹⁰⁰Мо на збуджені стани ядра ¹⁰⁰Ru. В цьому експерименті ефект не був спостережений і були встановлені обмеження на період напіврозпаду відносно переходу на збуджені рівні дочірнього ядра [61]. Після цього, з метою поліпшення радіоактивної чистоти зразка, металевий зразок збагаченого ¹⁰⁰Мо розчинили у надчистій азотній кислоті (з концентрацією 20%). Після промивання з'єднання надчистою водою і відпалу від залишків азотної кислоти, зразок масою 1199 г був використаний у експерименті адкиото бета-розпаду ядра ¹⁰⁰Мо був спостережений завдяки очищенню зразка, у першу чергу, від радіоактивного ⁴⁰К. Також знизилася концентрації торію і радію, у 2 і 4 рази, відповідно. Дані про радіоактивне забруднення заяка ¹⁰⁰МоО₃ були отримані з експерименту [62] (мБк/кг): 2.0(2) для ²²⁶Ra (сімейство ²³⁸U), 0.8(1) ²²⁸Th (сімейство ²³²Th), 5.9(1) ¹³⁷Cs, і 36(2) ⁴⁰K.

Рівень домішок у зразку 100 MoO₃ був також виміряний за допомогою масспектрометрії з індуктивно зв'язаною плазми (ICP-MS), а також методом атомноабсорбційної спектроскопії (AAC). Результати цих вимірювань представлені в Таблиці 1.7, а також дані про радіоактивну забрудненість зразка, свідчать про необхідність додаткового очищення матеріалу з метою отримання якісних і радіоактивно чистих сцинтиляторів.

Для очищення збагаченого молібдену була застосована методика двоступінчастого очищення, що складається з 1) сублімації оксиду молібдену у вакуумі та 2) перекристалізації з водних розчинів з одночасним осадженням домішок на осаді молібдату цинку. Далі оксид молібдену розчиняли в аміаку при кімнатній температурі з використанням молібдату цинку в якості колектора. Безповоротні втрати в процесі сублімації і перекристалізації становили 1.4% і 2%, відповідно, що є цілком прийнятною величиною. Процедура очищення молібдену детально описана в роботі [63].

Елемент	Концентрація в зразку (ррт)		
	ICP-MS	AAS	
Na	-	< 60	
Mg	< 0.5	< 4	
Al	2.4	-	
Si	-	< 500	
Κ	< 15	< 10	
Ca	-	< 10	
V	0.05	-	
Cr	0.2	< 5	
Mn	0.1	-	
Fe	8	< 5	
Ni	0.01	-	
Cu	0.1	-	
Zn	0.1	< 4	
Ag	0.3	-	
W	1700	550	
Pb	0.008	-	
Th	< 0.0005	-	
U	0.001	-	

Таблиця 1.7. Концентрація домішок у зразку ¹⁰⁰MoO₃ виміряна за допомогою масспектрометрії з індуктивно зв'язаною плазми (ICP-MS), а також методом атомноабсорбційної спектроскопії (AAC).

Сполука Zn¹⁰⁰MoO₄ була отримана методом твердофазного синтезу оксиду цинку високої чистоти (72.23 г, виробництва Umicore) і очищеного оксиду молібдену із збагаченого ізотопом молібдену 100 (¹⁰⁰MoO₃, масою 131.75 г). Суміш двох сполук витримували при температурі $\approx 680 \, \circ C$ у платиновій чашці протягом 12 годин. В результаті було отримано 203.98 г шихти Zn¹⁰⁰MoO₄.

Кристалічна буля молібдату цинку із молібдену збагаченого ізотопом молібдену 100 була вирощена методом Чохральського з низьким градієнтом температури [64, 65, 66] в платиновому тиглі розміру діаметром 40 і висотою 100 мм. Кристал масою 171 г був вирощений при швидкості обертання 20 обертів на хвилину на початку процесу, із зниженням швидкості обертання до 4 обертів на хвилину в кінці вирощування. Вихід кристалічної булі склав 83.7%. Загальні втрати збагаченого молібдену на всіх етапах результатами, отриманими при виробництва кристалу порівняні 3 розробці сцинтиляційних кристалів вольфрамату кадмію із збагаченого кадмію ¹⁰⁶Cd (2.3%) [45] і ¹¹⁶Cd (≈ 2%) [67]. Фотографія кристалічної булі із молібдену збагаченого ізотопом молібдену 100 показана на Рис. 1.28.



Рис. 1.28. Кристалічна буля молібдату цинку із молібдену збагаченого ізотопом молібдену 100, вирощена методом Чохральського з низьким градієнтом температури.

Забарвлення кристалу можна пояснити домішками заліза в шихті, яка була використана для росту кристалу. Слід зазначити, що початковий оксид молібдену (¹⁰⁰MoO₃) був забруднений залізом на рівні 8 ррт. Очікується, що збільшення масштабу очистки має поліпшити якість шихти Zn¹⁰⁰MoO₄. Тим не менш оптичні властивості збагачених кристалічних сцинтиляторів є досить високими, щоб використовувати матеріал для виготовлення сцинтиляційних болометричних детекторів.

Із кристалічної булі були вирізані два зразки (масою 59.2 г та 62.9 г, відповідно). Сцинтиляційні елементи показані на Рис. 1.29. Форма зразків наближена до прямокутної. Кристали були виготовлені такої неправильної форми, щоб зберегти якнайбільшу масу збагаченого ізотопу. У той же час, торці зразків були виготовлені паралельними з метою їх кріплення за допомогою фторопластових тримачів у конструкції болометра.



Рис. 1.29. Сцинтиляційні елементи Zn¹⁰⁰MoO₄ масою 59.2 г (зліва) і 62.9 г (справа).

Обидва кристали Zn¹⁰⁰MoO₄ були перевірені як кріогенні сцинтиляційні болометри. Зразки були зібрані всередині мідного тримача за допомогою фторопластових деталей (див. Рис. 1.30). Детектор світла був виготовлений з германієвого диска $\bigcirc 50 \times 0.25$ мм з встановленим на ньому термістором. Внутрішня поверхня мідного тримача була покрита фольгою 3M для поліпшення збирання світла. Детектор був охолоджений до температури близько 20 мК. Кріостат був оточений масивним захистом з низько радіоактивного свинцю для зменшення фону від гамма-квантів.

Електроніка детектора складалася з чутливих до напруги із зв'язком по постійному струму підсилювачів [68] розташованих усередині захисту Фарадея. Ці підсилювачі застосовувалися для зчитування сигналів з термісторів. Форма теплових сигналів від детекторів записувалась за допомогою 16 бітного аналого-цифрового перетворювача з частотою 10 кГц. Випробування проводили при трьох базових температурах: 13.7 мК (більше 18.3 г), 15 мк (більше 4.8 г), і 19 мК (більше 24.2 г). Остання температура відповідає температурним умовам у підземній установці EDELEWEISS [69] у підземній лабораторії Модан (Франція).



Рис. 1.30. Фотографія сцинтиляційного болометричного детектора з двома сцинтиляційними елементами Zn¹⁰⁰MoO₄ (1) масою 59.2 г (зліва) і 62.9 г (справа); (2) мідний тримач детекторів покритий фольгою для відбивання світла; (3) фторопластові елементи які утримують сцинтиляційні елементи; (4) ЛМНТ термістори; (5) кремнієві нагрівачі; (6) детектор світла.

Для аналізу даних болометричних вимірювань був застосований метод оптимального фільтру [70]. Енергетична шкала болометрів $Zn^{100}MoO_4$ визначалась за допомогою гаммаджерела ²³²Th і гамма-квантів від нуклідів природної радіоактивності (в основному ²²⁶Ra і його дочірніх). Енергетичні спектри набрані з детекторами $Zn^{100}MoO_4$ при температурі 13.7 мК наведені на Рис. 1.31.



Рис. 1.31. Енергетичні спектри набрані з детекторами $Zn^{100}MoO_4$ впродовж 18.3 годин з джерелом 232 Th, а також гамма-квантами від нуклідів присутніх у матеріалах навколишнього середовища. Енергія гамма-піків наведена в кеВ.

Енергетична роздільна здатність детекторів (ПШПВ) для гамма-квантів з енергією 2614.5 кеВ становила 11(3) кеВ для кристалу Zn¹⁰⁰MoO₄ масою 59.2 г і ПШПВ = 15(3) кеВ для кристалу масою 62.9 г (для вимірів проведених при температурі 13.7 мК).

На Рис. 1.32 показані двовимірний графік амплітуд світлового та теплового сигналів, накопичених за 18.3 г з детектором Zn¹⁰⁰MoO₄ масою 59.2 г. Цей графік показує можливість розділяти сигнали від гамма-квантів (електронів) від сигналів від альфа-

частинок, що важливо для зменшення фону від слідової забрудненості кристалів ураном і торієм.



Рис. 1.32. Двовимірний графік амплітуд світлового та теплового сигналів, накопичених за 18.3 г з детектором $Zn^{100}MoO_4$ масою 59.2 г з джерелом ²³²Th.

Обидва детектори, незважаючи на деякі відмінності оптичних властивостей, показали практично ідентичні болометричні і сцинтиляційні характеристики.

1.3.2. Люмінесценція кристалів молібдату цинку

Для вивчення люмінесценції кристалів ZnMoO₄ під дією різних доз рентгенівського опромінення (РЛ) при різних температурах (8 К, 85 К і 295 К), зразок кристала ZnMoO₄ розмірами $10 \times 10 \times 2$ мм³ був поміщений в кріостат і опромінювався рентгенівськими променями від трубки BHV7 з ренієвим анодом (20 кВ, 25 мА, 0.635 мВт / см2) через вікно з берилію. Робота біла виконана у співпраці з Київським національним університетом імені Тараса Шевченка. РЛ була зареєстрована у широкій області спектру (в інтегральному режимі) і в обраному інтервалі спектра випромінювання ZnMoO₄ режим). режимі інтегральної люмінесценції випромінювання (спектральний В фокусувалася за допомогою кварцової лінзи на фотокатод фотоелектронного помножувача (ФЕП) ФЕУ-106 (чутливий у діапазоні довжин хвиль 350 - 820 нм) і ФЕУ-83 (1200 нм, з охолоджуваних фотокатодом чутливим в ближньому інфрачервоному діапазоні довжин хвиль від 600). Був використаний монохроматор високого передачі МДР-2 (з дифракційною граткою 600 мм⁻¹).

Спектри люмінесценції кристалу ZnMoO₄ при температурах 8 K, 85 K і 295 K показані на Рис. 1.33. Спектри складаються з двох основних смуг випромінювання з максимумами при ~ 500 нм (2.5 eB) і ~ 600 нм (2.0 eB). Можна також припустити існування слабкої смуги при ~ 750 нм (1.65 eB). Найбільш інтенсивне свічення з максимумом при ~ 600 нм спостерігається при температурі рідкого азоту. Ці результати узгоджуються з результатами інших досліджень [71, 72, 73, 74].



Рис. 1.33. Спектри випромінювання кристалу ZnMoO₄ при збудженні рентгенівським випромінюванням при різних температурах, виміряні в установках у Києві (а) і в Орсе (б).

Подібні спектри емісії були отримані у вимірах, виконаних в Інституті астрофізики (Орсе, Франція). Спектри випромінювання (див Рис. 1.33, б) були накопичені впродовж 20 с після тривалої стабілізації рівня світлового випромінювання після включення рентгенівської трубки. Будучи якісно подібними до даних отриманих у Києві, форма спектрів і відносні інтенсивності смуг трохи відрізняються. Розходження можна пояснити використанням різних зразків, а також різною інтенсивністю та дозами опромінення.

Інтенсивність люмінесценції при збудженні рентгенівськими променями, як правило, залежить від декількох процесів з одним домінуючим. Істотна відмінність залежності інтегральної інтенсивності люмінесценції від дози (криві 1 і 3 на Рис. 1.34) і спектральної інтенсивності при 580 нм (криві 2 і 4 на Рис. 1.34) можна пояснити різним характером смуг люмінесценції при 500 нм і 600 нм. Домінування у випромінювання у смузі 600 нм фосфоресценції і в ТСЛ (див. нижче) вказує на рекомбінаційну природу центрів люмінесценції, які викликають смугу випромінювання 600 нм. Можна припустити, що, як і в інших оксидних кристалах, смуга люмінесценції при 500 нм має екситоний характер, особливо беручи до уваги, що енергія цього випромінювання близька до значення забороненої зони ZnMoO₄ $E_g = 4.3$ eB [72].



Рис. 1.34. Залежності інтенсивності РЛ ZnMoO4 протягом рентгенівського опромінення на 8 К (1,2) і 85 К (3,4), записаної в інтеграл (1,3) і спектральної режимі при 580 нм (2,4).

Залежність інтенсивності люмінесценції ZnMoO₄ від температури вивчалася в інтервалі температур 8 - 420 К (Рис. 1.35, а). ТСЛ дає суттєвий внесок до РЛ, навіть при відносно низькій швидкості нагріву. Інтенсивність люмінесценції збільшується у 2.9 разів при 90 К у порівнянні з люмінесценцією при 8 К. Зменшення інтенсивності люмінесценції від 8 до К 150 К, ймовірно, викликана дисоціацією екситонів.



Рис. 1.35. (а) Залежність інтенсивності люмінесценції ZnMoO₄ при рентгенівському збудженні в інтервалі температур 8 - 120 К (1) і 85 - 410 К (2). Крива 4 представляє теоретичну залежність. (б) Температурна залежність короткохвильового випромінювання 492 нм (1) і з довжиною хвилі 647 нм (2). Крива 3 представляє залежність інтенсивності люмінесценції від температури при охолодженні, в той час як всі інші дані були отримані при нагріванні зразків.

Дозова і температурні залежності РЛ вказують також на значну ймовірність локалізації утворених під дією рентгенівського опромінення вільних носіїв заряду. Це припущення підтверджено спостереженням інтенсивної фосфоресценції матеріалу при низьких температурах (див. Рис. 1.36). Криві затухання фосфоресценції записані в інтегральному режимі і при довжині хвилі 580 нм схожі між собою, що можна пояснити домінуванням рекомбінації смуги 600 нм. Наявність інтенсивної повільної фосфоресценції ускладнює застосування ZnMoO₄ як кріогенного сцинтиляційного матеріалу.



Рис. 1.36. Фосфоресценція кристала ZnMoO₄ після 20 хв збудження рентгенівським випромінюванням при 8 К (1, 2), 85 К (3, 4) і при кімнатній температурі 295 К (5) в широкому інтервалі спектра випромінювання (Int) і на 580 нм.

Вивчення ТСЛ у кристалі ZnMoO₄ підтверджує ефективне накопичення носіїв заряду на пастках. ТСЛ зразка ZnMoO₄ вивчали після рентгенівського опромінення впродовж 20 хв при температурах 8 К і 85 К (див Рис. 1.37). Спостережена інтенсивна ТСЛ з численними піками в широкому інтервалі температур вказує на наявність точкових дефектів у зразку.



Рис. 1.37. Термічно стимульована люмінесценція ZnMoO₄ кристала після рентгенівського опромінення впродовж 20 хв при 8 К (криві 1 і 2) і при 85 К (криві 3 і 4). (Вставка) Положення спостережуваних піків ТСЛ (див. текст і формулу 1.1).

Як видно на вставці Рис. 1.37, положення спостережуваних піків ТСЛ при температурах $T_{\rm m} = 31$ K, 55 K, 91 K, 151 K, 172 K, 233 K, 288 K, 316 K і 365 K може бути описана наступною формулою (характерно для багатьох кристалів, зокрема і для оксидних [75]):

$$T_m = \left(n + \frac{1}{2}\right) \cdot \Delta T_m, \qquad (1.1)$$

де $n = 1, 2, ..., i T_m = 12$ К. Це експериментальний факт. Лінійна залежність T_m від цілої чини n показує, що перехід делокалізованих носіїв заряду з пастки в центр рекомбінації відбувається через зону провідності або валентну зону. Подальші дослідження необхідні для вивчення розподілів носіїв енергії делокалізації з різних пасток.

Люмінесценція кристалів ZnMoO₄ (спектри випромінювання, залежність інтенсивності люмінесценції від дози і температури, фосфоресценція та термічно стимульована люмінесценція) під дією рентгенівського опромінення різними дозами була досліджена в інтервалі температур від 1,4 К до 295 К. Були ідентифіковані дві смуги випромінювання: найбільш інтенсивна рекомбінаційна при 600 нм і екситонна при 500 нм.

Спостережено інтенсивну термічно стимульовану люмінесценцію з найбільш інтенсивними піками при температурах 79 К і 113 К. Фосфоресценція ускладнює застосування ZnMoO₄ як кріогенного сцинтиляційного матеріалу. Залежність інтенсивності РЛ від дози при різних температурах вказує на те, що концентрація неглибоких пасток в ZnMoO₄ значно вища за концентрацію глибоких пасток. Крім того, можна зробити висновок, що лише неглибокі пастки поглинають деяку частину люмінесценції. Незважаючи на те що необхідно і надалі вдосконалювати якість кристалів ZnMoO₄, вже наявний матеріал може бути використаний у кріогенному експерименті LUMINEU для пошуку безнейтринного подвійного бета-розпаду ядра ¹⁰⁰Мо на рівні чутливості що відповідає оберненій схемі мас нейтрино.

1.3.3. Дослідження впливу домішок вольфраму на якість кристалів молібдату цинку

Масове виробництво сцинтиляторів ZnMoO₄ із збагаченого молібдену 100 вимагає подальшого поліпшення виробничого процесу. Додавання оксиду вольфраму в розплав для росту кристалів ZnMoO₄ дозволяє стабілізувати процес росту і поліпшити форму кристалічних буль, що в свою чергу збільшує вихід сцинтиляційних елементів. Проте необхідно було дослідити вплив вольфраму на оптичні, люмінесцентні, сцинтиляційні і болометричні властивості матеріалу.

У попередніх розробках до шихти молібдату цинку додавали надлишок молібдену у шихту для росту кристалу на рівні 1% - 7%, щоб зменшити шкідливий ефект сублімації молібдену з розплаву [76]. Проте у методі Чохральського з низьким градієнтом температури випаровування молібдену значно менше, так що незначне перевищення концентрації молібдену у початковому розплаві на рівні 0.2% - 0.5% дозволяє стабілізувати розплав. Проте кристали вирощені із розплаву з надлишком молібдену мають дещо гіршу прозорість, на поверхні кристалічних буль з'являється голкоподібний наліт, вникають інші небажані ефекти. У той же час було помічено, що якість кристалів була вищою на ранніх етапах розробки кристалів за рахунок домішок вольфраму у оксиді молібдену. Важливою обставиною є той факт, що вольфрам є достатньо радіоактивно чистим матеріалом як це було показано з кристалами вольфрамату цинку [58] та кадмію [77].

Для перевірки впливу домішок вольфраму на якість кристалів молібдату цинку, близько 1% оксиду вольфраму було додано в оксид молібдену для отримання розплаву для росту кристалів із складом: ZnMo_{1-x}W_xO₄, де X - молярний процент оксиду вольфраму. Синтез порошку ZnMoO₄ проводили у платиновому тиглі. Процес синтезу зазвичай дає другу фазу ZnMoO4, погіршуючи тим самим процес росту кристалу. Введення невеликої кількості оксиду вольфраму істотно зменшує утворення сторонніх фаз. Зразки кристалів ZnMoO₄ були вирощені з використанням методу Чохральского з низьким тепловим градієнтом у платиновому тиглі \bigcirc 40 × 100 мм з розплавів наступного складу: стехіометричного, з 0,2 мольних % надлишком MoO, і з введенням 0.5 - 1 мольних % WO₃. Легування розплаву вольфрамом дозволило стабілізувати плавлення і процес росту кристалів, збільшити ефективність використання сировини (до 80%), покращити форму кристалічних буль, що у свою чергу збільшує вихід готових до використання сцинтиляційних елементів. Кристалічні булі кристалів ZnMoO₄, вирощених з розплаву легованого W показані на Рис. 1.38.



Рис. 1.38. Кристалічні булі кристалів ZnMoO₄, вирощених з розплаву легованого W.

1.3.4. Оптичні, люмінесцентні та сцинтиляційні властивості кристалів ZnMoO₄ різного складу

Оптичні властивості трьох зразків кристалів ZnMoO₄, стехіометричного складу, вирощених із шихти з надлишком молібдену та з додаванням вольфраму, були перевірені за допомогою спектрофотометра. Результати вимірювань показані на Рис. 1.39. Зразок допований вольфрамом має найкращу прозорість, у той час як у стехіометричного зразка вона найменша.



Рис. 1.39. Криві прозорості кристалів ZnMoO4 (стехіометричного складу, з надлишком молібдену, і допованих вольфрамом) товщиною 2 мм. Вимірювання виконані на спектрофотометрі Perkin-Elmer Lambda 9.

Люмінесценція кристалів ZnMoO₄ (стехіометричного складу, з надлишком молібдену і допованих вольфрамом) була досліджена під дією рентгенівського випромінювання при температурі близькій до температури рідкого гелію. Спектри випромінювання показані на Рис. 1.40.



Рис. 1.40. Спектри випромінювання кристалів ZnMoO₄ (стехіометричного складу, з надлишком молібдену і допованих вольфрамом).

Сцинтиляційна ефективність і кінетика сцинтиляційних сигналів була досліджена з альфа-частинками джерела ²⁴¹Am при температурі рідкого азоту за допомогою установки описаної в роботі [78]. Сцинтиляційна ефективність вимірювалась у порівнянні зі сцинтиляційним кристалом вольфрамату кальцію (див. Рис. 1.41). Дані вимірювань відносної амплітуди імпульсів приведені у Таблиці 1.8. У межах похибки вимірювань, ми не виявили різниці у сцинтиляційній ефективності кристалів.



Рис. 1.41. Енергетичні спектри альфачастинок (гамма-квантів) джерела ²⁴¹Ат набрані зі сцинтиляційними кристалами ZnMoO₄ (стехіометричного складу) і з кристалом вольфрамату кальцію (CaWO₄).

Таблиця 1.8. Результати вимірювань сцинтиляційного світловиходу кристалів ZnMoO₄ (стехіометричного складу, з надлишком молібдену і допованих вольфрамом).

Зразок	Положення	ПШПВ (канали)	Відносна
	альфа-піку		амплітуда
	(канали)		сигналів (%)
CaWO ₄	181 ± 1	24.7	100
ZnMoO ₄	8.7 ± 0.4	10.0	13.0± 2.0
ZnMoO ₄ (W)	8.5 ± 0.3	7.4	12.8± 1.9
ZnMoO ₄ (Mo)	8.7 ± 0.3	11.0	13.0±1.8

З вимірювань відносної амплітуди сцинтиляційних сигналів кристалів ZnMoO₄ і CaWO₄ було оцінено сцинтиляційну ефективність ZnMoO₄. Для цього було взято до уваги, що у кристалах CaWO₄ випромінюється 27300 фотонів на 1 MeB поглинутої енергії гамма-квантів [79], а також враховано різні умови збору світла з кристалів ZnMoO₄ (розмірами $10 \times 10 \times 2$ мм) і CaWO₄ ($10 \times 10 \times 2$ мм). Світлозбір був розрахований за допомогою програми ZEMAX, перевіреної нами і іншими авторами раніше у розрахунках умов світло збору з різних сцинтиляторах [80, 81, 82]. Враховуючи також спектри емісії кристалів ZnMoO₄ і CaWO₄, а також спектральна чутливість ФЕП було отримано, що сцинтиляційна ефективність кристалів ZnMoO₄ при температурі рідкого азоту (77 K) становить 3550±550 фотонів на 1 MeB поглинутої енергії гамма-квантів.

Криві затухання сцинтиляційних сигналів наведені на Рис. 1.42. Параметри підгонки кривих сумою трьох експоненційних функцій наведені у Таблиці 1.9. В межах похибок, усі сцинтилятори мають однакову кінетику світіння. У Таблиці 1.9. також наведено ефективний усереднений час затухання сигналів (τ_{Eff}), який для кристалів ZnMoO₄ у випадку опромінення альфа-частинками при температурі 77 К складає $\tau_{Eff} \approx 140 \,\mu$ с.



Рис. 1.42. Криві затухання сцинтиляційних сигналів сцинтиляційних кристалів ZnMoO₄ (стехіометричного складу, з надлишком молібдену і доповані вольфрамом) виміряні з альфачастинками джерела ²⁴¹Am.

Таблиця 1.9. Постійні затухання сцинтиляційного сигналу в кристалах ZnMoO₄ (стехіометричного складу, з надлишком молібдену і доповані вольфрамом) при опроміненні альфа-частинками джерела ²⁴¹Am при температурі 77 К. В останній колонці наведений ефективний усереднений час затухання сигналів (т_{Еff}).

Зразок	A ₁	τ_1	A ₂	τ_2	A ₃	τ_3	$\tau_{\rm Eff}$
	(%)	(µs)	(%)	(µs)	(%)	(µs)	(µs)
ZnMoO ₄	25,6(6)	1.53(5)	29.8(6)	15.6(6)	44.6(6)	294(8)	136(6)
ZnMoO ₄ (W)	28,3(8)	2.01(7)	28.0(7)	20(1)	43.7(6)	317(11)	145(7)
ZnMoO ₄ (Mo)	25.8(6)	1.50(6)	28.9(6)	16.7(7)	45.3(6)	297(9)	140(6)

Болометричні і сцинтиляційні властивості кристалів ZnMoO₄ (стехіометричного складу ZMO, і допованих вольфрамом ZMOW) було перевірено при температурі 20 мК за допомогою установки показаної на Рис. 1.43.



Рис. 1.43. Фотографія кристалів ZnMoO₄ Ø20×40 мм стехіометричного складу (зліва) і допованого вольфрамом (справа) закріплених у тримачі, з приєднаними ЛМНТ термісторами, оточених світловідбиваючою плівкою.

Розподіли світлових сигналів зі сцинтиляторів ZnMoO₄ \emptyset 20×40 мм стехіометричного складу і допованого вольфрамом у різних інтервалах енергій гамма-квантів (головним чином гамма-кванти від радіоактивної забрудненості оточуючих матеріалів радіонуклідами уранових і торієвих рядів і ⁴⁰К) показані на Рис. 1.44. В залежності від енергії, світловихід кристалу стехіометричного складу перевищує світловихід зразка допованого вольфрамом на 10-20%, що можна пояснити вищою прозорістю кристалів стехіометричного складу (див. Рис. 1.38).



Рис. 1.44. Розподіли світлових сигналів від кристалів ZnMoO₄ \emptyset 20×40 мм стехіометричного складу (pure) і допованого вольфрамом (doped) при температурі 20 мК.

Головний висновок, який можна зробити з проведених досліджень полягаю у тому, що додавання вольфраму на рівні 0.5% - 1 % у розплав для росту кристалів

значно покращую умови рости і форму та вихід кристалів, практично не погіршуючи при цьому оптичні, сцинтиляційні та болометричні властивості матеріалу.

1.3.5. Радіоактивна забрудненість кристалів ZnMoO₄

Детектор з кристалом підвищеної якості виготовленим із глибоко очищеного молібдену показав високі спектрометричні властивості (див. Рис. 1.45, де приведено результати вимірювань гамма-квантів від джерела ¹³³Ва). Енергетична роздільна здатність детектора до гамма-квантів з енергією 356 кеВ складає 3.8 кеВ, що є доволі високим показником.



Рис. 1.45. (а) Двовимірна гістограма сцинтиляційних і теплових сигналів отримана з кристалом ZnMoO₄ масою 334 г при опроміненні гамма-квантами джерела ¹³³Ва впродовж 15 годин. На вставці показано низькоенергетичну частину даних. (b) На нижньому рисунку показано енергетичний спектр гаммаквантів ¹³³Ва сформований із теплових сигналів.

Здатність кріогенних сцинтиляційних болометричних детекторів ефективно розділяти сигнали від гамма- (бета-) і альфа-частинок дозволяє вимірювати радіоактивну забрудненість сцинтиляційних кристалів ураном, торієм і радієм з дуже високою чутливістю. Спектр альфа-частинок виміряний за допомогою детекторів з кристалами ZnMoO₄ в установці EDELWEISS показано на Рис. 1.46. З рисунка видно, що кристал 334 г виготовлений із додатково очищеного молібдену має значно нижчу радіоактивну забрудненість нуклідами ²³²Th, ²³⁸U і їх дочірніми. Лише активність ²¹⁰Po (який знаходиться не у рівновазі з материнськими ²³⁸U і ²²⁶Ra) залишається приблизно на тому самому рівні.



Рис. 1.46. (а) Спектр альфа-частинок виміряний за допомогою низькотемпературного сцинтиляційного болометричного детектора з кристалом ZnMoO₄ масою 313 г (а) і 334 г (b) впродовж 851 годин і 527 годин, відповідно, в установці EDELWEISS.

Результати вимірювань радіоактивної забрудненості сцинтиляційних кристалів молібдату цинку виготовлених з молібдену різного рівня очищення, а також із збагаченого ізотопом 100, приведено у Таблиці 1.10. Детальний опис цих результатів описано у статті [83].

Таблиця 1.10. Результати вимірювань внутрішньої радіоактивної забрудненості сцинтиляційних кристалів молібдату цинку. Для порівняння приведено також дані роботи [84].

Нуклід	Активність (мБк/кг)					
	Zn ¹⁰⁰ MoO ₄ , зразок		ZnMoO ₄ , зразок			
	59 г (42 год)	63 г (42 год)	336 г 334 г 313 г			329
			(291 год)	(527 год)	(851 год)	(524 год) [84]
²²⁸ Th	≤ 0.25	≤ 0.22	≤ 0.024	≤ 0.007	0.010(3)	≤ 0.006
²³⁸ U	≤ 0.26	≤ 0.22	≤ 0.008	≤ 0.002	≤ 0.008	≤ 0.006
²²⁶ Ra	≤ 0.25	≤ 0.31	≤ 0.021	≤ 0.009	0.026(5)	0.27(5)
²¹⁰ Po	0.9(3)	1.1(3)	0.94(5)	1.02(7)	0.62(3)	0.70(3)

1.3.6. Сцинтиляційні болометри на основі кристалів молібдату літію

Недоліком молібдату цинку є певні труднощі у рості кристалів великого об'єму. В той же час, виробляти кристали молібдату літію (Li₂MoO₄) значно простіше. До того ж, матеріал розчиняється у воді, що полегшує відновлення молібдену із залишків виробництва, а концентрація молібдену у Li₂MoO₄ найвища (55%) серед відомих молібдатів. Основні властивості кристалів Li₂MoO₄ наведені у Таблиці 1.11.

Властивість	Значення
Густина (г/см ³)	3.02 - 3.07
Температура плавлення	974 ± 2
(градуси Кельвіна)	
Гігроскопічність	Слабка
Коефіцієнт заломлення	1.44
Максимум спектру емісії	540 при 85 К
(нм)	590 при 8 К
	600 при 85 К
Радіоактивна забрудненість	
(мБк/кг)	
40 K	170(80)
²³² Th	< 0.11
²³⁸ U	< 0.09

Таблиця 1.11. Порівняння властивостей кристалів молібдату літію (радіоактивна забрудненість наведена для кристалів перед їх розробкою в рамках проекту LUMINEU).

Кристал молібдату літію (Li₂MoO₄) був запропонований і досліджений як низькотемпературний сцинтиляційний болометричний детектор у роботах [85, 86]. Надалі було досягнуто значного прогресу у розробці цих детекторів [87], включно із ростом кристалів із молібдену збагаченого ізотопом молібдену 100 методом Чохральського з низьким градієнтом температури. Перевагами цього методу (див., наприклад, [88]) є високий вихід кристалічних буль (до 90%), низькі втрати шихти, загалом вища якість кристалів.

Низькотемпературні сцинтиляційні болометричні детектори з кристалами молібдату літію показують вищу енергетичну роздільну здатність та ефективність відокремлення сигналів від гамма-квантів (бета-частинок) і альфа-частинок у порівняні з ZnMoO₄. Ефективність розділення подій від гамма- квантів (бета-частинок) і альфа-частинок показана Рис. 1.47. Остання властивість важлива для зниження фону від торію і радію (присутніх у кристалах і оточуючих матеріалах) в експериментах з пошуку безнейтринного подвійного бета-розпаду ядра ¹⁰⁰Mo.



1.47. Рис. Двовимірна гістограма отримана результаті y одночасних вимірювань сцинтиляційних і теплових $Li_2^{100}MoO_4$ сигналів кристалом 3 впродовж 586 годин в установці EDELWEISS. На вставці показано спектр ²¹⁰Po. альфа-подій шо присутній у кристалі як домішка.

Певним недоліком кристалів $Li_2MoO_4 \in 6$ більша концентрація калію. Проте концентрацію калію в кристалах вдалося суттєво знизити за допомогою перекристалізації. Це видно з Рис. 1.48, де показано спектр гамма (бета) подій у $Li_2^{100}MoO_4$ детекторі набраний впродовж 586 годин в установці EDELWEISS.



Рис. 1.48. Фон гамма (бета) подій Li2100MoO4 набраний детектором впродовж 586 годин установці В EDELWEISS. Основними компонентами фону є двонейтринний подвійний бетарозпад ¹⁰⁰Мо, фон від гамма-квантів. На активність ⁴⁰К можна встановити лише обмеження на рівні 6 мБк/кг.

1.3.7. Люмінесценція кристалів Li₂MoO₄ під дією рентгенівських променів

Люмінесценція під дією рентгенівських променів була досліджена при температурах від кімнатної до температури 8 К. На Рис. 1.49 показані спектри емісії кристалу Li₂MoO₄ при температурах 8 К і 85 К.



Рис. 1.49. Спектри люмінесценції кристалу Li_2MoO_4 при температурах 8 К і 85 К.

Залежність інтенсивності люмінесценції кристалу Li₂MoO₄ від температури показана на Рис. 1.50. Термічно стимульована люмінесценція (ТСЛ) дає великий внесок у люмінесценцію кристалу, яка навіть переважає люмінесценцію під дією рентгенівських променів. Щоб уникнути внесок від ТСЛ ми апроксимували залежність інтенсивності від температури на ділянці від 8 до 60 К лінійною функцією (крива 2 на Рис. 1.50). Інтенсивність люмінесценції Li₂MoO₄ зростає із зменшенням температури, як це спостерігається також в деяких інших молібдатах: MgMoO₄ [57], CaMoO₄ [78], CdMoO₄ та Li₂Zn₂(MoO₄)₃ [89].



Рис. 1.50. Залежність інтенсивності люмінесценції кристалу Li₂MoO₄ від температури. На вставці показана термічно стимульована люмінесценція після рентгенівського опромінення при температурах 8 К (a) i 85 К (b).

Криві ТСЛ показані на вставці Рис. 1.50. Інтенсивна ТСЛ свідчить про наявність великої кількості дефектів у кристалі, а отже якість матеріалу усе ще може бути покращена шляхом очистки вихідних матеріалів і вдосконалення технології росту кристалів.

Про наявність дефектів свідчать також дані про фосфоресценцію матеріалу (див. Рис. 1.51). Криві затухання фосфоресценції можуть бути описані гіперболічною функцією:

$$I = \frac{I_0}{\left(1 + a \times t\right)^{\alpha}} \tag{1.2}$$

з показником $\alpha = 0.5$ при температурі 8 К, $\alpha = 0.53$ при температурі 85 К і $\alpha = 0.23$ при кімнатній температурі. Тут I – інтенсивність фосфоресценції, I_0 – інтенсивність фосфоресценції після опромінення рентгенівським промінням, a – коефіцієнт який залежить від природи і властивостей пасток у кристалі, t - час після опромінення. Необхідно відмітити, що гіперболічна поведінка фосфоресценції свідчить про рекомбінаційний характер люмінесценції кристалу Li₂MoO₄.



Рис. 1.51. Температурна залежність фосфоресценції кристалу Li₂MoO₄ після рентгенівського опромінення при температурах 8 K, 85 K і кімнатній.

1.3.8. Моделювання фону сцинтиляційних болометрів з кристалами $Li_2^{100}MoO_4$

Були також виконані оцінки рівня фону експерименту з низькотемпературними сцинтиляційними болометричними детекторами з кристалами Li₂¹⁰⁰MoO₄ за допомогою моделювання методом Монте-Карло з пакетом програм GEANT4. Було розраховано відгук детектора з кристалами Li₂¹⁰⁰MoO₄ до внутрішньої забрудненості кристалів та матеріалів установки. Попередні результати розрахунків показані на Рис. 1.52. Найбільший внесок у фон детектора дають внутрішня забрудненість кристалів торієм, наявність торію та радію у деталях установки, розміщених близько до кристалів. Небезпечними компонентами фону є також космогенна активація мідних деталей детектора (⁵⁶Co), поверхнева забруднення кристалів торієм і ураном. Результати моделювання фону узагальнені у Таблиці 1.12.



Рис. 1.52. Кристал молібдату літію із молібдену збагаченого ізотопом молібдену 100 масою близько 1 кг, вирощений методом Чохральського з низьким градієнтом температури.

Таблиця 1.12. Результати моделювання радіоактивного фону методом Монте-Карло.

	1 1	
Джерело фону	Активність (мкБк/кг)	Рівень фону, відліків/(рік кеВ кг)
²²⁸ Th в кристалах Li ₂ ¹⁰⁰ MoO ₄	6	1.1×10 ⁻⁴
²²⁶ Rа в кристалах Li ₂ ¹⁰⁰ MoO ₄	3	0
⁸⁸ Ү в кристалах Li ₂ ¹⁰⁰ MoO ₄	0.3	3.2×10 ⁻⁷
232 Th в поверхневому шарі кристалів Li $_2$ ¹⁰⁰ MoO ₄	2 нБк/см ²	4.8×10 ⁻⁵
²³⁸ U в поверхневому шарі кристалів Li ₂ ¹⁰⁰ MoO ₄	9 нБк/см ²	0
²²⁸ Th у мідних тримачах кристалів	2	4.0×10 ⁻⁵
²²⁶ Ra у мідних тримачах кристалів	70	9.3×10 ⁻⁵
⁵⁶ Со у мідних тримачах кристалів	0.2	3.2×10 ⁻⁵
²²⁸ Th у деталях мідного захисту	2	7.0×10 ⁻⁵
²²⁶ Ra у деталях мідного захисту	70	1.6×10 ⁻⁴
⁵⁶ Со у деталях мідного захисту	0.2	1.5×10 ⁻⁵
²²⁸ Th у деталях з Тефлону	100	3.1×10 ⁻⁵
²²⁶ Ra у деталях з Тефлону	60	3.9×10 ⁻⁶
²²⁸ Th у світло відбиваючій плівці	100	2.1×10 ⁻⁴
²²⁶ Ra у світло відбиваючій плівці	60	7.5×10 ⁻⁵
Загальний внесок від радіоактивності установки		1.1×10 ⁻³
Випадкові збіги подій від 2v2β-розпаду ¹⁰⁰ Мо	$\approx 10^4$	1.8×10 ⁻⁴
Загальний фон		1.2×10 ⁻³

Із загального рівня фону 1.2×10^{-3} можна оцінити, що фон детектора в інтервалі 10 кеВ біля енергії розпаду ¹⁰⁰Мо складе ≈ 0.9 відліків за 5 років вимірювань з детектором Li₂¹⁰⁰MoO₄ масою 15 кг. У цьому випадку ми маємо взяти 3.2 відліки, які можна відкинути з довірчою ймовірністю 90%. В результаті отримаємо обмеження на період напіврозпаду ядра ¹⁰⁰Мо відносно 0v2β-розпаду: lim $T_{1/2} \sim 3.7 \times 10^{25}$ років. Використовуючи розрахунки інтеграла по фазовому простору з роботи [90], ядерні матричні елементи з [91, 92, 93] і значення константи аксіально-векторного зв'язку $g_A = 1.27$, отримаємо обмеження на ефективну масу нейтрино Майорани в інтервалі: lim $\langle m_v \rangle = 0.07 - 0.11$ еВ, що буде одним з кращих на даний час.

1.3.9. Характеристики сцинтиляційних болометрів з кристалами Li₂MoO₄

Кристал Li₂MoO₄ \emptyset 40×40 мм був перевірений як сцинтиляційний болометр при температурах 15 мК. Зразок був закріплений у мідному тримачі (див. Рис. 1.53) за допомогою тефлонових тримачів, на поверхню кристалу були наклеєні германієвий термістор і кремнієвий нагрівальний елемент (для контролю стабільності болометричного каналу), сцинтилятор був оточений світловідбиваючою плівкою для збору світла. Пластина з надчистого германію діаметром 40 мм з наклеєним на неї германієвим термістором була використана як детектор світла.



Рис. 1.53. Кристал Li₂MoO₄ Ø40×40 мм закріплений у мідному тримачі. Показані ЛМНТ термістор, нагрівач, світловідбиваюча плівка.

Тримач із кристалом Li₂MoO₄ був встановлений у вакуумний холодильник змішування з'єднаний з імпульсним кріостатом. Для зменшення фону від гамма-квантів оточуючого середовища детектор захищений шаром свинцю товщиною 10 см. Установка детально описана в роботі [94].

Енергетичний спектр детектора набраний впродовж 118 годин показаний на Рис. 1.54. Піки у спектрі обумовлені гамма-квантами від радіоактивної забрудненості оточуючих матеріалів (⁴⁰K, дочірні ²³⁸U i ²³²Th). Власна енергетична роздільна здатність детектора дуже висока: ПШПВ = 2 - 3 кеВ. Проте нестабільність спектрометричного тракту і накладання сигналів від космічних променів (яких не буде в умовах підземного експерименту) дещо погіршує енергетичну роздільну здатність до рівня 5 – 6 кеВ для енергій гамма-квантів від 300 до 600 кеВ, що є дуже високим показником.



Рис. 1.54. Енергетичний спектр, набраний із кристалом $Li_2MoO_4 \oslash 40 \times 40$ мм при температурі 15 мК в умовах опромінення гамма-квантами від радіоактивної забрудненості оточуючих матеріалів (⁴⁰K, дочірні ²³⁸U і ²³²Th). На вставці показана низько енергетична частина спектру.

Світловий детектор також показав високі спектрометричні якості: низький рівень шумів і стабільність роботи. Розподіл світлових і теплових сигналів показаний на Рис. 1.54. Не дивлячись на доволі низьку сцинтиляційну ефективність кристалу Li₂MoO₄ отримане дуже чітке розділення між подіями від гамма-квантів (бета-частинок) і альфаподіями, які утворювалися у реакції поглинання нейтронів ядрами ⁶Li.



Рис. 1.54. Двовимірний розподіл світлових і теплових сигналів набраний з детектором Li₂MoO₄ Ø40×40 мм. Видно чітке розділення між подіями від гамма-квантів (бета-частинок) і альфаподіями. На вставці показані дані в діапазоні енергій гамма-квантів від 270 кеВ до 650 кеВ.

Показано, що кристали Li₂MoO₄ вирощені із глибоко очищеного оксиду молібдену за допомогою методу низька теплова техніка градієнт Чохральского мають високі оптичні характеристики. Люмінесценція зразка Li₂MoO₄ під дією рентгенівського опромінення спостерігалося з максимумом на ≈ 600 нм, інтенсивність люмінесценції зростає у 5 разів при охолодженні від кімнатної до температури рідкого гелію. Кристал Li₂MoO₄ розміром \emptyset 40 × 40 мм був перевірений при температурі 15 мК як сцинтиляційний болометр з високими спектрометричними характеристиками і можливістю ефективної ідентифікації бета- і альфа-частинок.

Подальша розробка кріогенних сцинтиляційних болометрів на основі кристалів ZnMoO₄ і Li₂MoO₄ із збагаченого ізотопу ¹⁰⁰Mo показала перспективність низькотемпературних детекторів для пошуку подвійного бета-розпаду ядра ¹⁰⁰Mo. При цьому молібдат літію має певні переваги як у характеристиках детекторів (енергетична роздільна здатність, розділення сигналів від бета- та альфа-чатиснок, радіоактивна забрудненість) так і з точки зору перспектив масового виообництва кристалів для масштабного експерименту. Було досліджено кілька кристалів ZnMoO₄ і Li₂MoO₄ як із молідену з природною концентрацією ізотопів, так і виготовлених із збагаченого ізотопу ¹⁰⁰Mo. Основні характеристики низькотемпературних детекторів наведені у Таблиці 1.13. Розділення сигналів від β- та α-частинок (discrimination power, *DP*) визначається формулою:

$$DP = \left(\mu_{\gamma(\beta)} - \mu_{\alpha}\right) / \sqrt{\sigma_{\gamma(\beta)}^2 + \sigma_{\alpha}^2}$$
(1.3)

де $\mu_{\gamma(\beta)}$ - положення розподілу, яким описується спектр параеметрів форми для гаммаквантів (бета-частинок), μ_{α} - положення розпділу, яким описується спектр параметрів форми для альфа-частинок, $\sigma_{\gamma(\beta)}$ - стандартне відхилення розподілу гамма-квантів (бетачастинок), σ_{α} - стандартне відхилення розподілу альфа-частинок.

Детектор	ZnMo	DO_4	Li_2MoO_4		
	Природний склад ізотопів	Збагачені ізотопом ¹⁰⁰ Мо	Природний склад ізотопів	Збагачені ізотопом ¹⁰⁰ Мо	
Енергетична роздільна здатність (ПШПВ, кеВ) для ү-квантів 2615 кеВ	9-12	9-22	4-6	5-6	
Розділення сигналів від β- та α-частинок (<i>DP</i> , формула 1.3)	12-21	8-11	9-16	12-18	

Таблиці 1.13. Основні характеристики низькотемпературних детекторів на основі кристалів ZnMoO₄ і Li₂MoO₄.

Енергетична роздільна здатність детекторів $Zn^{100}MoO_4$ та $Li_2^{100}MoO_4$. проілюстрована на Рис. 1.55. Видно, що детектори $Zn^{100}MoO_4$ та $Li_2^{100}MoO_4$ загалом показують вищі спектрометричні характеристики.



Рис. 1.55. Енергетичні спектри гамма-джерела ²³²Th, виміряні з детекторами Zn¹⁰⁰MoO₄ та Li₂¹⁰⁰MoO₄. Енергетична роздільна здатність (ПШПВ) становить 9 кеВ та 5 кеВ для детекторів Zn¹⁰⁰MoO₄ та Li₂¹⁰⁰MoO₄, відповідно. Залежність енергетичною роздільної здаьності від енергії для цих детекторів (b). Пунктирна лінія вказує значення енергії розпаду $Q_{2\beta}$ ядра ¹⁰⁰Mo (3034 кеВ).

Здатність сцинтиляційних болометрів на основі кристалів ZnMoO₄, Zn¹⁰⁰MoO₄ та Li₂¹⁰⁰MoO₄ розділяти сигнали від β - та α -частинок показана на Рис. 1.56. Видно перевагу детекторів з кристалами Li₂¹⁰⁰MoO₄.



Рис. 1.56. Розділення сигналів від β - та α -частинок зі сцинтиляційними болометрами на основі кристалів ZnMoO₄ масою 334 г (а та b),збагаченого Zn¹⁰⁰MoO₄ масою 382 г (с) та Li₂¹⁰⁰MoO₄ масою 186 г (d). Видно перевагу детекторів з кристалами Li₂¹⁰⁰MoO₄.

Радіоактивна забрудненість кристаів молібдату цинку та літію буда перевірена у низькофонових вимірбваннях у підземних лаьораторіях Модан (Франція) та Гран Сассо (Італія). Результати аналізу уих вимірбвань узагальнені у Таблиці 1.14.

Сімейство	Нуклід	ZnMoO ₄		Li ₂ MoO ₄		
		Природний склад ізотопів	Збагачені ізотопом ¹⁰⁰ Мо	Природний склад ізотопів	Збагачені ізотопом ¹⁰⁰ Мо	
²³² Th	²³² Th	< (1-7)	< (8-9)	< (18-21)	< (3-11)	
	²²⁸ Th	< (5-26)	< (8-21)	< (18-21)	< (6-8)	
²³⁸ U	²³⁸ U	< (3-13)	10(4) - 39(7)	< (18-48)	< (5-11)	
	²²⁶ Ra	< (6-26)	14(3) – 23(4)	< 28 - 130(19)	<(7-11)	
	²¹⁰ Po	$[0.6-1.3] \times 10^3$	$[0.8-2.4] \times 10^3$	$[0.08-0.2] \times 10^3$	$[0.06-0.2] \times 10^3$	
²³⁵ U	²³⁵ U	< (3-19)	< (13-19)	< (18-21)	< (5-6)	
⁴⁰ K						

Таблиця 1.14. Радіоактивна забрудненість кристаів молібдату цинку та літію (мкБк/кг).

Таким чином, розроблено технологію масового виробництва сцинтиляційних кристалів молібдату літію із молібдену збагаченого ізотопом ¹⁰⁰Мо з високими характеристиками детекторів, важливими для проведення експерименту з пошуку безнейтринного подвійного бета-розпаду ядра ¹⁰⁰Мо (високі енергетична роздільна здатність та ефективність розділення сигналів від бета- та альфа-чатиснок, низька радіоактивна забрудненість) [95]. Наразі готується пілотний експеримент з 40 кристалами Li₂¹⁰⁰MoO₄ масою близько 0.2 кг, метою якого є демонстрація можливості застосування матеріалу у великомасштабному проекті CUPID [36, 37] з пошуку безнейтринного подвійного бета-розпаду ядра ¹⁰⁰Mo з чутливістю до маси нейтрино близько 0.01 еВ, що дозволить перевірити інвертовану схему масових станів нейтрино.

1.3.11. Ідентифікація випадкових збігів подій у кріогенних детекторах ZnMoO₄

Як було вперше відмічено у роботі [96], випадкові збіги подій двонейтринного подвійного бета-розпаду ¹⁰⁰Мо, є одним з найбільш вагомих джерел фону кріогенних болометрів для пошуку $0v2\beta$ -розпаду ¹⁰⁰Мо. В роботі [97] було розвинуто методи ідентифікації подій збігів, у тому числі, збігів фонових подій від гамма-квантів між собою та з подіями $2v2\beta$ -розпаду.

Розподіли сумарної енергії двох електронів випромінених у $2v2\beta$ -розпаді ядра ¹⁰⁰Мо і модель фонового спектру від зовнішніх гамма-квантів з показані на верхньому графіку Рис. 1.57. На нижньому графіку цього рисунку наведені отримані методом Монте-Карло моделі енергетичних спектрів випадкових збігів подій $2v2\beta$ -розпаду, збігів подій $2v2\beta$ -розпаду із зовнішніми гамма-квантами і збігів подій зовнішніх гамма-квантів між собою.



Рис. 1.57. Розподіли сумарної енергії двох електронів випромінених у $2v2\beta$ -розпаді ядра ¹⁰⁰Мо і модель фонового спектру від зовнішніх гамма-квантів з роботи [98] (верхній графік). Моделі енергетичних спектрів випадкових збігів подій $2v2\beta$ -розпаду, збігів подій $2v2\beta$ -розпаду із зовнішніми гамма-квантами і збігів подій зовнішніх гамма-квантів між собою (нижній графік).

Для розробки методів аналізу форми сигналів з метою відкидання випадкових збігів подій, був розроблений метод генерування одиночних і здвоєних подій. Форми сигналів у світловому і тепловому каналах були отримані шляхом сумування великої кількості сигналів сцинтиляційного болометра з кристалом ZnMoO₄. На ці сигнали були накладені шумові доріжки. Усього було вибрано по десять тисяч шумових доріжок для світлового і теплового каналів. Приклади одиночних подій у світловому і тепловому каналах показані на Рис. 1.58.

Генерація сигналів, які б відповідали збігам подій у детекторах була виконана по наступному алгоритму. Амплітуда першого імпульсу A_1 вибиралась випадковою з розподілу, що відповідає спектрам $2\nu 2\beta$ -розпаду ¹⁰⁰Мо або спектру фону від зовнішніх гамма-квантів. Потім на цей сигнал накладалася форма з амплітудою A_2 в діапазоні $A_2 = Q_{2\beta} \pm A_1 + \Delta E$, де ΔE енергія випадково вибрана в інтервалі ± 5 кеВ (типове енергетична роздільна здатність болометра).



Рис. 1.58. Приклади згенерованих одиночних сигналів у світловому (верхній графік) і тепловому (нижній графік) каналах. Параметри τ_R і τ_D позначають часи наростання і спаду сигналів.

Часовий інтервал Δt (у величинах τ_R), в якому генеруються події збігів, був вибраний так, щоб випадкові події з часом між ними на краю цього інтервалу розрізнялися б з достатньо великою (близькою до 100%) вірогідністю. Іншими словами, ефективність відбору подій що збігаються, наближається до певного значення і вже залишається майже незмінною при збільшенні інтервалу Δt . Ми обрали значення $\Delta t = 3.3 \cdot \tau_R$ і, як буде показано нижче, вказана умова виконується в цьому інтервалі. Результат вибору інтервалу Δt показано на Рис. 1.59.

Для ідентифікації подій що збігаються були застосовані методи аналізу часу зростання сигналів, середнього часу і χ^2 . Час зростання сигналу визначався, наприклад, як час між точками y_1 і y_2 . Як точка y_1 обирався початок сигналу, а y_2 відповідало часу, де сигнал досягав 90% амплітуди.



Рис. 1.59. Залежність ефективності відбору подій що збігаються y (верхній світловому графік) i тепловому каналі (нижній графік) від величини інтервалу ∆t. Видно, що при мс величина значеннях Δt > 3 ефективності відбору подій що збігаються виходить на практично незмінне значення.

В методі середнього часу для кожного сигналу розраховувалась величина:

$$\langle t \rangle = \sum f(t_k) t_k / \sum f(t_k), \tag{1.4}$$

де $\langle t \rangle$ - параметр середнього часу, $f(t_k)$ - сигнал в точці t_k , сума взята починаючи від старту сигналу до певного каналу (ми оптимізували вибір діапазону обчислення параметру для отримання найкращого розділення сигналів що збігаються).

На Рис. 1.60 показано розподіли параметра середнього часу для одиночних і подій що збігаються для світлових сигналів з часом наростання $\tau_R = 3$ мс. Ефективність розділення сигналів що збігаються становить 92.2% (за умови коректного розпізнавання 95% одиночних сигналів).



Рис 1.60. Розподіл параметра «середній час» для одиночних і подій що збігаються для світлових сигналів з часом наростання $\tau_R = 3$ Ефективність MC. розділення сигналів що збігаються становить 92.2% (за умови коректного розпізнавання 95% одиночних сигналів).

У методі χ^2 для кожного сигналу обраховувалась величина

$$\chi^{2} = \sum (f(t_{k}) - f_{S}(t_{k}))^{2}, \qquad (1.5)$$

де $f_{\rm S}(tk)$ - форма одиночного сигналу, отримана сумуванням кількох сотень сигналів.

Усі методи залежать від кількості каналів цифрованих форм, які використовуються для розрахунків, а також від коректного визначення старту сигналу. Тому діапазони канали для розрахунків і пошуку старту сигналу були оптимізовані з метою отримання якнайбільш ефективного розділення між одиночними і сигналами що збігаються. Наприклад, на Рис. 1.61 показано залежність ефективності розділення від вибору діапазону каналів в методі середнього часу для сигналів у світловому каналі, а також від використання інформації про старт сигналу.



Рис. 1.61. Залежність ефективності розділення від вибору діапазону каналів в методі середнього часу для сигналів у світловому каналі: інформація про старт сигналу відома процедури генерації 3 сигналів (пусті кружки), старт знаходився програмою аналізу (заповнені даних кружки). Ha вставці зображено розподіли положення старту сигналів для одиночних (заповнені кружки) і здвоєних сигналів (пусті кружки), знайдені програмою аналізу.

Одним з найбільш важливих результатів, отриманих в ході цього дослідження є залежність розділення випадкових збігів від відношення сигнал/шум. Така залежність для методу середнього часу показана на Рис. 1.62.



Рис. 1.62. Залежність розділення випадкових збігів від відношення сигнал/шум для методу середнього часу.

Очевидною видається залежність ефективності програм розділення від швидкості сигналів. Це підтверджено за допомогою аналізу сигналів з різним часом зростання, результати якого показані на Рис. 1.63. Поряд з тим, Рис. 1.63 демонструє також важливість відношення сигнал / шум і частоти оцифровування даних.



Рис. 1.63. Залежність ефективності розділення сигналів збігів від часу наростання сигналів (за допомого середнього методу часу), відношення сигнал/шум і частоти оцифровування сигналів. Дані з відношенням сигнал/шум 30 (квадратики) і 100 (кружки) набрані і з частотою 1.9841 тис. зразків за секунду (заповнені маркери) i 0.9921 тис. зразків за секунду (незаповнені маркери).

1.3.12. Ідентифікація випадкових збігів подій у кріогенних детекторах Li₂MoO₄ з фотодетектором на основі ефекту Неганова-Люка

Значно вищої ефективності відкидання випадково накладених сигналів модна досягнути з використанням фотодетекторів, що працюють за принципом ефекту Неганова-Люка [99, 100]. У фотодетекторах, що працюють на основі цього ефекту, підсилення сигналу відбувається за рахунок утворення додаткових електрон-діркових пар під дією прикладеної до напівпровідника напруги. Фото такого пристрою показано на Рис. 1.64.



Рис. 1.64. Фотографія фотодетектора, що працює за принципом ефекту Неганова-Люка. Концентричні кола на поверхні це електроди нанесені напиленням, за допомогою яких у германієвій пластині утворюється електричне поле, у якому відбувається підсилення світлового сигналу, що потрапляє на пластину.

Фотодетектор був перевірений із світло випромінюючим діодом з довжиною хвилі 1,45 мкм. За рахунок підсилення сигналу (близько у 25 разів) значно зростає відношення ефект до шумів у каналі фотодетектора (у 20 разів), як це видно на Рис. 1.65.



Рис. 1.65. Порівняння світлових імпульсів від світло випромінюючого фотодетекторі діода y без застосування підсилення основаному на ефекті Неганова-Люка (0 V) і з підсиленням, коли до детектора була прикладена напруга 53.17 B. Ha вставці показані два імпульси нормалізовані по амплітуді.

Для перевірки ефективності відкидання випадково накладених сигналів був застосований метод, подібний до розробленого у попередній роботі [97]. Згенеровані сигнали від сцинтилятора Li₂MoO₄, що проглядається звичайним фотодетектором та фотодетектором з підсиленням за принципом ефекту Неганова-Люка показано на Рис. 1.66.



Рис. 1.66. Приклади генерованих сигналів від сцинтилятора Li₂MoO₄, що проглядається звичайним фотодетектором (верхній рисунок, відношення сигнал / шум = 30) та фотодетектором з підсиленням 3a принципом ефекту Неганова-Люка (нижній рисунок відношення сигнал / шум 750). Видно суттєве покращення відношення сигнал / шум у фотодетекторі з підсиленням за принципом ефекту Неганова-Люка.

Природно припустити, що ефективність алгоритмів відкидання випадкових збігів залежить від кількості каналів сигналу у яких розраховується певна часова характеристика сигналу (наприклад, середній час, який визначається як $\Sigma f(t_k) t_k / \Sigma f(t_k)$). На Рисунку 1.67 показана залежність ефективності відкидання випадкових збігів сигналів від кількості каналів для розрахунку часового параметра. Аналіз проводився для світлових сигналів сцинтилятора Li₂MoO₄ з часом наростання 3 мс і співвідношенням сигнал / шум = 750 при двох умовах визначення початку сигналу: (квадрати) початкові позиції сигналів відомі з процедури їх генерації; (кружки) початкові позиції, знайдені програмою аналізу форми сигналів. Ціна каналу складає 0.05 мс. Видно, що точне визначення початку сигналу дуже суттєво впливає на ефективність аналізу форми сигналів.



Рис. 1.67. Залежність ефективності відкидання випадкових збігів сигналів від кількості каналів для розрахунку часового параметра (у даному випадку, середнього часу). Аналіз проводився для світлових сигналів сцинтилятора Li₂MoO₄ часом наростання 3 мс 3 i співвідношенням сигнал / шум = 750 при двох умовах визначення початку сигналу: (квадрати) початкові позиції сигналів відомі з процедури їх генерації; (кружки) початкові позиції, знайдені програмою аналізу форми сигналів. Ціна каналу склалає 0.05 мс.

Розподіл параметра середнього часу для одиночних та випадкових збігів світлових імпульсів від детектора Li_2MoO_4 з часом наростання 3 мс та співвідношенням сигнал / шум 750 показана на Рис. 1.68. Ефективність відкидання випадкових збігів, розділених тимчасовими інтервалами, однаково розподіленими в діапазоні [0 - 9.9 мс] становить 98.3% за умови прийняти 95% одиночних подій. Дані отримані за умови, що початок сигналів визначався програмою аналізу форми сигналів.



1.68. Розподіл Рис. параметра середнього часу для одиночних (синя гістограма) та випадкових збігів (червона гістограма) світлових імпульсів наростання 3 мс 3 часом та співвідношенням сигнал / шум 750. Ефективність відкидання випалкових збігів. розділених тимчасовими інтервалами, однаково розподіленими в діапазоні [0 - 9.9 мс] становить 98.3% за умови прийняти 95% одиночних подій. Початок сигналів визначався програмою аналізу форми сигналів.

Було перевірено залежність ефективності відкидання випадкових збігів сигналів за допомогою методу середнього часу для світлових сигналів детектора Li₂MoO₄ від співвідношення сигнал / шум. На Рис. 1.69. така залежність показана для умови коли початок сигналів відомий і коли початок сигналів знаходився за допомогою програми аналізу форми сигналів.



1.69. Залежність Рис. ефективності відкидання випадкових збігів сигналів за допомогою методу середнього часу для світлових сигналів детектора Li₂MoO₄ віл співвідношення сигнал / шум, при двох умовах: початок сигналів відомий (квадрати), початок сигналів знаходився за допомогою програми аналізу форми сигналів (кружки).

Таким чином, використанні фотодетекторів функціонуючих за принципом ефекту Неганова-Люка дозволяє суттєво покращити ефективність відбору випадкових збігів сигналів за рахунок покращення відношення сигнал / шум у цих детекторах [101].

1.3.13. Сцинтиляційні болометри на основі кристалів молібдату кальцію

Проект AMoRE використовує сцинтиляційні кристали молібдату кальцію (CaMoO₄) для пошуку подвійного бета-розпаду ядра ¹⁰⁰Mo. Сцинтилятори CaMoO₄ функціонують при температурах у кілька десятків мК із реєстрацією теплових та сцинтиляційних сингалів від кристалів від кристалів за допомогою металевих магнітних калориметрів. Модуль низькотемпературного сцинтиляційного болометра з кристалом CaMoO₄ показано на Рис. 1.70.



Copper holder

Рис. 1.70. Модуль низькотемпературного сцинтиляційного болометра з кристалом CaMoO₄.

Важливою перевагою використання металевих магнітних калориметрів є їхні значно швидші часові характеристики у порівнянні з іншими методами реєстрації теплових сигналів, зокрема із використанням германієвих термісторів допованих за допомогою нейтронів. На Рис. 1.71. показано приклади теплових сигнали зареєстрованих у кристалі СаМоО₄ при опроміненні гамма-квантами з енергією 2.6 МеВ.



Рис. 1.71. Теплові сигнали зареєстровані у кристалі СаМоО₄ при опроміненні гамма-квантами з енергією 2.6 МеВ при з'єднанні з електронікою у режимі постійного струму (синя лінія) і через конденсатор (червона лінія).

Різниця у відгуку детектора до бета-частинок (гамма-квантів) і альфа-частинок дозволяє їх розділяти за формою сигналів. Двомірна діаграма залежності середнього часу теплових сигналів від амплітуди сигналів отримана з даних фонових вимірювань впродовж 95 год у надземній лабораторії з детектором CaMoO₄ показана на Рис. 1.72. Видно, що бета-частинки (гамма-кванти, космічні мюони) і альфа-частинки розділяються за формою сигналів.



Рис. 1.72. Двомірна діаграма залежності середнього часу теплових сигналів від амплітуди сигналів отримана у фонових вимірюваннях впродовж 95 год у надземній лабораторії з детектором СаМоО₄.

Проекція двовимірної гістограми на вісь середнього часу у енергетичному інтервалі 4-5 МеВ показана на Рис. 1.73. З цих даних модна оцінити якість розділення сигналів за допомогою параметра *DP* (формула 1.3). Для розподілів зображених на Рис. 1.73 величина *DP* = 7.6, що означає практично повне розділення сигналів від різних частинок.



Рис. 1.73. Розподіл значень середнього часу у енергетичному інтервалі 4-5 МеВ для даних вимірювань з детектором СаМоО₄. Видно, що бета-частинки (гамма-кванти, космічні мюони) і альфачастинки розділяються за формою сигналів.



На Рис. 1.74 показано, як відрізняється форма теплових сигналів від космічних мюонів і альфа-частинок від джерела ²³²Th у болометричному детекторі CaMoO₄.

Рис. 1.74. Теплові сигнали від космічних мюонів і альфа-частинок від джерела ²³²Th у болометричному детекторі CaMoO₄..

Спектрометричні характеристики низькотемпературного сцинтиляційного болометра з кристалом CaMoO₄ проілюстровані на Рис. 1.75. Енергетична роздільна здатність детектора до гамма-квантів ²⁰⁸Tl з енергією 2615 кеВ складає 10.9 ± 0.4 кеВ.



Рис. 1.75. Енергетичний спектр гаммаквантів джерела ²³²Th набраний за 65 г болометричним детектором з кристалом CaMoO₄.

Висока енергетична роздільна здатність детектора з кристалом CaMoO₄ не лише дозволяє точно вимірювати радіоактивну забрудненість кристалу, а й дозволить відкидати події розпадів ²⁰⁸Tl від внутрішньої забрудненості кристалів торієм і таким чином, знижувати фон детектора для пошуку безнейтринного подвійного бета-розпаду ядра ¹⁰⁰Mo [102].

1.3.14. Моделювання фону сцинтиляційних болометрів з кристалами СаМоО4

Фонові умови першого етапу експерименту (AMoRE-I) були модельовані за допомогою пакету програм GEANT4. Було розглянуто найбільш вірогідні джерела фону, такі як ²³⁸U, ²³²Th, ²³⁵U та ²¹⁰Pb у кристалах, навколишніх матеріалах, зовнішніх екранах пасивного захисту, стінках лабораторії, де встановлено установку. Схема установки кристалів CaMoO₄ у кріостаті для моделювання методом Монте Карло показана на Рис. 1.76. У моделі були враховані мідні тримачі кристалів, рефлектори світла, фотодетектори з германію. В установці AMoRE-I планується розмістити 35 кристалів CaMoO₄ складених у 5 шарів і 7 колон.


Рис. 1.76. (а) Модель детектора з кристалами CaMoO₄ для моделювання методом Монте Карло. Кристали CaMoO₄ закріпленій на мідній конструкції і оточені рефлектором Вікуіті. Зверху над кристалами розміщено фотодетектор з пластини германію (b). 35 кристалів CaMoO₄ складені в 5 шарів і 7 колон (c).

На Рис. 1.77 показана модель установки з кристалами CaMoO₄, яка включає зовнішній свинцевий захист товщиною 15 см, а також основні деталі кріостату та його пасивного захисту. Кріостат, який складається з екрану з нержавіючої сталі та чотирьох мідних пластин, як пасивного захисту. Верхні пластини кріостату з'єднані склопластиковими трубками G10, що мають порівняно високе радіоактивне забруднення, але між ними та кристалами є доволі значний шар чистих матеріалів для захисту від гамма-квантів.



Рис. 1.77. Модель установки з кристалами CaMoO_{4.} Зовнішній свинцевий захист товщиною 15 см оточує кріостат, який складається з екрану з нержавіючої сталі та чотирьох мідних пластин. Верхні пластини кріостату з'єднані склопластиковими трубками G10 (а). Схема пасивного захисту кріостату, в якому розміщені кристали CaMoO₄.

У розрахунках були включені навіть стіни, підлога і стеля лабораторії як це можна бачити на Рис. 1.78, що описує розміщення установки в лабораторії. Показані цементна підлога, стіни і стеля лабораторії. Стеля та стіни покриті гіпсокартоном та сталевою плитою послідовно.



Рис. 1.78. Розміщення установки в лабораторії. Показані цементна підлога, стіни і стеля лабораторії. Стеля та стіни покриті гіпсокартоном та сталевою плитою послідовно.

Результати моделювання фону від забрудненості кристалів CaMoO₄ радіонуклідами ²³⁸U та ²³²Th x їх дочірніми показані на Рис. 1.79. Радіоактивна забрудненість кристалів взята на рівні 7.3 мБк/кг ²¹⁰Pb, 0.98 мБк/кг ²³⁸U, 0.065 мБк/кг ²²⁶Ra, < 0.05 мБк/кг ²³²Th, 0.47 мБк/кг ²³⁵U. такий рівень забрудненості досягнуто у кращих зразках сцинтиляційних кристалів CaMoO₄. Видно, що найбільшу загрозу для експерименту являє собою забрудненість кристалів торієм, накладання подій ланцюжків α та β - α розпадів, враховуючи повілинй відгук кріогенних детекторів.



Рис. 1.79. Результат моделювання фону від забрудненості кристалів CaMoO₄. Одиночні події у детекторах CaMoO₄ від забрудненості кристалів (а) ²³⁸U та (b) ²³²Th (червоні гістограми). Рожевим показані накладання подій α та β - α розпадів від швидких ланцюжків розпадів, синім показані лише γ та β події.

Внесок від поверхневої забрудненості кристалів CaMoO₄ радіонуклідами ²³⁸U та ²³²Th, а також найближчих до кристалів матеріалів: рефлекторів та мідних деталей, що утримують кристали, показана на Рис. 1.80.



Рис. 1.80. Енерговиділення від одиничних подій β -розпаду (синя) та α розпадів, включаючи поверхневу забрудненість α (червоний), в кристалах CaMoO₄ від ²³⁸U та ²³²Th в рефлекторі Vikuiti (a, b) та мідних деталях установки, що утримують кристали (c, d).

Радіоактивне забруднення матеріалів, взято для моделювання, було визначене у массспектрометричних вимірюваннях, а також вимірюваннях за допомогою низькофонових напівпровідникових германієвих детекторів. На Рис. 1.81 узагальнено результати моделювання фону детектора в області інтересу від забрудненості кристалів, деталей кріостату і захисних матеріалів.



Рис. 1.81. Фон у вигляді β -подій від ²²⁶Ra і ²³²Th в області інтересу від деталей кріостату і захисних матеріалів.

Внесок у фон випадкових збігів сигналів в експерименті AMoRE-I з кріогенними детекторами на основі кристалів CaMoO₄ узагальнено у Таблиці 1.15.

Матеріал	Джерела фону	Швидкість лічби подій випадкових збігів (1.5 × 10 ⁻³ відліків / кеВ / кг / рік)
Кристали СаМоО ₄	2v2β розпад ¹⁰⁰ Мо	0.12
Оточуючі породи у лабораторії	Гамма-кванти від ⁴⁰ K, ²³² Th, ²³⁸ U	0.092
Оточуючі установку матеріали	Гамма-кванти від ⁴⁰ K, ²³² Th, ²³⁸ U	0.033
Кристали СаМоО ₄	⁴⁰ K, ²¹⁰ Pb, ²³⁸ U, ²²⁶ Ra, ²³² Th, ²³⁵ U	< 0.0078
Свинець зовнішнього пасивного захисту	²¹⁰ Pb, ²³⁸ U, ²³² Th	< 0.0036
Інші деталі	⁴⁰ K, ²¹⁰ Pb, ²³⁸ U, ²²⁶ Ra, ²³² Th	~ 0.0001
Загальна швидкість лічби		< 0.23

Таблиця 1.15. Основні компоненти фону випадкових збігів сигналів в експерименті AMoRE-I з кріогенними детекторами на основі кристалів CaMoO₄.

В результаті моделювання очікувана швидкість лічби фону в області інтересу (біля енергії розпаду ядра ¹⁰⁰Мо) була оцінений як $<1.5 \times 10^{-3}$ відліків / кеВ / кг / рік. Швидкість лічби випадкових збігів подій двонейтринного подвійного бета-розпаду, а також випадкових накладань подій від $2v2\beta$ розпаду ядра ¹⁰⁰Мо з іншими компонентами фону, та інших компонент фону між собою оцінена на рівні $<2.3 \times 10^{-4}$ відліків / кеВ / кг / рік.

1.3.15. Люмінесценція кристалів молібдату цинку

Дослідження люмінесценції кристалів молібдату цинку були ініційовані інтересом до цих кристалів у зв'язку з можливістю їх застосування для пошуку безнейтринного подвійного бета-розпаду ядра ¹⁰⁰Мо. У співпраці із групою В.Я. Дегоди з фізичного факультету Київського національного університету ім. Тараса Шевченка було досліджено довготривалу фосфоресценцію, температурно стимульовану люмінесценцію (ТСЛ) та температурну залежність у кристалах ZnMoO₄.

Інтенсивна довготривала фосфоресценція спостерігалася в кристалах ZnMoO₄ при низьких температурах (8 та 85 К) після збудження рентгенівськими променями. У цій роботі навіть вдалося виміряти спектр емісії фосфоресценції, наведений на Рис. 1.82 разом зі спектром емісії люмінесценції під дією рентгенівського випромінювання).



Рис. 1.82. Спектр емісії фосфоресценції у кристалі ZnMoO₄ при температурі 8 К після збудження рентгенівськими променями (1). Спектр емісії люмінесценції під дією рентгенівського випромінювання (2).

Криві затухання фосфоресценції були виміряні у двох діапазонах довжин хвиль: близько максимуму спектру емісії і у широкому діапазоні чутливості фотоелектронного помножувача. Вивчення фосфоресценції проводилося протягом 1 години, коли інтенсивність фосфоресценції зменшилася на три порядки. Виміряні криві затухання фосфоресценції у кристалі ZnMoO₄ показані на Рис. 1.83 і 1.84.



Рис. 1.83. Криві затухання фосфоресценції у кристалі ZnMoO₄ у двох діапазонах довжин хвиль: (1) у широкому діапазоні чутливості фотоелектронного помножувача? (2) близько максимуму спектру емісії після опромінення рентгенівськими променями при температурі 8 К. Криві показані у подвійній логарифмічній (зліва) і логарифмічній шкалі (справа).



Рис. 1.84. Криві затухання фосфоресценції у кристалі ZnMoO₄ у двох діапазонах довжин хвиль: (1) у широкому діапазоні чутливості фотоелектронного помножувача? (2) близько максимуму емісії після опромінення спектру рентгенівськими променями при температурі 85 К. Криві показані y подвійній логарифмічній (зліва) i логарифмічній шкалі (справа).

Оскільки кінетику розпаду фосфоресценції не можна апроксимувати за допомогою гіперболічної функції, була розроблена модель з трьома типами пасток (мілкі пастки, фосфоресцентні пастки та глибокі пастки) для вільних носіїв заряду та один рекомбінаційний центр (глибока пастка для носіїв заряду протилежного знаку). Схема механізмів люмінесценції під дією рентгенівських променів, ТСЛ та фосфоресценції у кристалі ZnMoO₄ показана на Рис. 1.85. Мілкі пастки є центрами локалізації, для яких середній час життя носіїв заряду в локалізованих станах ($\tau_{(i-1)}$) порівнянний або нижче, ніж час життя вільних носіїв (у випадку ТСЛ) або дрейфового часу носіїв заряду від покоління Для локалізації на електричних контактах на зразку (у випадку термічно стимульованої провідності), $w_{(i-1)} = 1/\tau_{(i-1)} >> 0.1$ сек⁻¹. Локалізація носіїв заряду на мілких пастках може значно збільшити час дрейфу носіїв. Весь набір електронних мілких пасток і їх параметрів будемо позначати індексом "(i-1)": $v_{(i-1)}$ - концентрація цих пасток, σ (i-1) - поперечний переріз локалізації електронів на пастки, $n_{(i-1)}$ - концентрація електронів, локалізованих на пастках, і w (i-1) - ймовірність делокалізації електронів з пасток.



Рис. 1.85. Схема механізмів люмінесценції під дією рентгенівських променів, ТСЛ та фосфоресценції у кристалі ZnMoO₄.

Термін "фосфоресцентні пастки" позначає пастки, де ймовірність делокалізації при температурі T становить $w_i \sim 0.01 \div 0.1 \text{ сек}^{-1}$. Ці пастки викликають найбільш сильну фосфоресценцію. Фосфоресцентні пастки ми позначимо індексом "i": v_i - концентрація пасток, σ_i - поперечний переріз локалізації електронів на пастках, n_i - концентрація електронів, локалізованих на пастках.

Глибокі пастки - локалізаційні центри з середньою тривалістю носіїв заряду в локалізованому стані ($\tau_{(i+1)}$), істотно довше ніж десятки хвилин, тобто більше, ніж загальний час опромінення та фосфоресценції. Усі глибокі пастки і їх параметри ми позначаємо "(*i*+1)". Таким чином, $v_{(i+1)}$ - концентрація пасток, $\sigma_{(i+1)}$ - переріз локалізації, $n_{(i+1)}$ - концентрація електронів, локалізованих на пастках. Умова $w_{(i+1)} = 1/\tau_{(i+1)} << 0.01$ сек⁻¹ справедлива для глибоких пасток.

Глибокі пастки для дірок, які перетворюються в центри рекомбінації після локалізації дірок на пастки, ми позначаємо як центри випромінювання (рекомбінації). Концентрація заряджених центрів рекомбінації буде позначена p, тоді як параметри для опису центрів будуть позначатися за допомогою індексу "p": v_p - концентрація центрів, σ_p - поперечний переріз рекомбінації вільної електрона на локалізованій дірці. Ми припускаємо, що відсутня термічна делокалізація дірок з заряджених центрів емісії $w_p \ll 0.01 \text{ сек}^{-1}$. В рамках запропонованої моделі кристала це означає, що справедлива така умова: $w_{(i-1)} \gg w_i \gg w_{(i+1)}$, w_p ..

В рамках моделі отримано аналітичні рішення кінетичної системи рівнянь для кінетики опорожнення пасток. Отримана залежність не є експоненційною або гіперболічною і добре узгоджується з експериментальними даними [103]. Теоретичний аналіз (підтверджений експериментальними даними) показує, що кінетика опорожнення пасток залежить від середньої тривалості носія заряду в пастці та від пастки до рівня концентрації глибоких пасток.

1.3.16. Термічно стимульована люмінесценція кристалів молібдату цинку

Було вивчено термічно стимульовану люмінесценцію у двох зразках кристалу ZnMoO₄ після рентгенівського опромінення при температурах 8К, 85К та 295 К. Криві ТСЛ для двох зразків показані на Рис. 1.86 і 1.87.



Рис. 1.86. Термічно стимульована люмінесценція у кристалі ZnMoO₄ №1 після 20 хв рентгенівського опромінення при 85 К (точки). Цифри позначають дані, виміряні після 1 хв (1), 10 хв (2) та 60 хв (3) фосфоресценції після опромінення. Теоретичні залежності показані суцільними лініями на лівому малюнку, де представлена частина даних в межах найбільш інтенсивного піку TSL.



Рис. 1.87. Термічно стимульована люмінесценція у кристалі ZnMoO₄ №2 після 20 хв рентгенівського опромінення при 85 К (точки). Цифри позначають дані, виміряні після 1 хв (1), 10 хв (2) та 60 хв (3) фосфоресценції після опромінення. Теоретичні залежності показані суцільними лініями на лівому малюнку, де представлена частина даних в межах найбільш інтенсивного піку TSL.

Було запропоновано теоретичну модель фосфоресцентних кристалів з трьома типами пасток (мілкими, фосфоресцентними та глибокими, див. Рис. 1.85). Були отримані прості аналітичні рішення системи кінетичних рівнянь, що описують локалізовані електрони на пастках і дірках центрів рекомбінації, використовуючи наближення, прийняті в класичних теоріях фосфоресцентних кристалів. Отримано аналітичні криві, що описують термічно стимульовану люмінесценцію. Ці криві наведені на Рис. 1.86 і 1.87. і свідчать про дуже гарне узгодження теорії з експериментом для ТСЛ при 114 К [104]. Показаний суттєвий ефект від співвідношення концентрацій різних пасток на форми термічно стимульованої люмінесценції та піків провідності. Отримано узгодження теоретичних кривих з експериментальними даними

1.3.17. Сцинтиляційні болометри на основі кристалів вольфрамату кадмію

Метод низькотемпературних сцинтиляційних болометрів є перспективним для пошуку $0v2\beta$ ядер ⁸²Se (за допомогою сцинтиляторів селеніду цинку [105, 106]) ¹⁰⁰Mo (з молібдатами кальцію [107], цинку [73, 84, 86] або літію [85, 86]). Кристали вольфрамату кадмію вже кілька разів були перевірені як низькотемпературні сцинтиляційні болометри з високими робочими характеристиками [108, 109].

Кристал вольфрамату кадмію масою 34.5 г із кадмію збагаченого ізотопом 116 було встановленого у кріостат і перевірено його спектрометричні характеристики і здатність розділяти частинки [67]. Фото кристалу ¹¹⁶CdWO₄ встановленого на мідну пластину за допомогою фторопластових тримачів показано на Рис. 1.88. Сцинтиляційні сигнали реєструвалися за допомогою германієвого болометра (також показаний на Рис. 1.88.)



Рис. 1.88. Фото кристалу ¹¹⁶CdWO₄ масою 34.5 г встановленого на мідну пластину (покритою світловідбиваючою плівкою) за допомогою фторопластових тримачів (зліва). Германієвий фотодетектор (справа).

Енергетичні спектри виміряні з болометричним детектором ¹¹⁶CdWO₄ в умовах без джерела (за 190.1 годин) і з джерелом гамма-квантів ²³²Th (з 59.6 годин) показані на Рис. 1.89 і демонструють високі спектрометричні характеристики детектора.



Рис. 1.89. Енергетичні спектри виміряні з болометричним детектором ¹¹⁶CdWO₄ в умовах без джерела (за 190.1 годин) і з джерелом гамма-квантів ²³²Th (з 59.6 годин).

Здатність детектора розділяти сигнали від бета-частинок (гамма-квантів) і альфачастинок показана на Рис. 1.90, де наведено двомірну діаграму амплітуд світлових і теплових сигналів, побудовану на основі фонових даних виміряних за 250 годин.



Рис. 1.90. Двомірна діаграму світлових амплітуд теплових i побудовану на основі сигналів. фонових даних вимірювань 3 болометричним детектором ¹¹⁶CdWO₄ впродовж 250 годин.

Енергетична роздільна здатність болометричного детектора з кристалом вольфрамату кадмію може бути покращена за допомогою обробки даних сцинтиляційних сигналів і корекції амплітуди болометричних сигналів. На Рис. 1.91 показано залежність енергетичної роздільної здатності болометричного детектора з кристалом ¹¹⁶CdWO₄ без урахування сцинтиляційного сигналу (квадрати) і з поправкою на амплітуду сцинтиляційного сигналу (кружки). Видно, що енергетична роздільна здатність вища близько на 10-15% за рахунок такої корекції і становить близько 7.5 кеВ на енергії подвійного бета-розпаду ядра ¹¹⁶Cd.



Рис. 1.91. Залежність енергетичної роздільної здатності болометричного детектора 3 $^{116} CdWO_4$ кристалом без сцинтиляційного урахування сигналу (квадрати) і з поправкою сцинтиляційного амплітуду на сигналу (кружки).

Радіоактивна забрудненість кристалу ¹¹⁶CdWO₄ була оцінена за допомого налізу спектру альфа-подій накопиченого впродовж 250 г вимірювань фону. Спектр альфа-подій наведено на Рис. 1.92.



Рис. 1.92. Спектр альфа-подій накопичений впродовж 250 г фонових вимірювань 3 болометричним детектором 3 кристалом ¹¹⁶CdWO₄ масою 34.5 г.

Дані про радіоактивну забрудненість кристалу ¹¹⁶CdWO₄ наведені у Таблиці 1.16.

Радіоактивний ряд	Нуклід	Активність (мБк/кг)	
		Зразок 34.5 г	Кристал №1 з роботи [110]
²³² Th	²³² Th	< 0.13	
	²²⁸ Th	< 0.07	0.031(3)
²³⁸ U	²³⁸ U	0.3(1)	0.5(2)
	²³⁴ U	0.26(9)	
	²³⁰ Th	< 0.07	
	²²⁶ Ra	< 0.07	<0.005
	²¹⁰ Po	0.23(8)	0.6(2)
²³⁵ U	²³⁵ U	<0.13	

Таблиця 1.16. Радіоактивна забрудненість кристалів ¹¹⁶CdWO₄.

Виконані дослідження показали перспективність використання кристалів вольфрамату кадмію із збагаченого ізотопу кадмію 116 для пошуку безнейтринного подвійного бета-розпаду ядра ¹¹⁶Cd. Низькотемпературний сцинтиляційний болометр із зразком кристалу ¹¹⁶CdWO₄ масою 34.5 г має усі необхідні для чутливого експерименту з пошуку $0v2\beta$ -розпаду характеристики: високу енергетичну роздільну здатність, ефективне розділення сигналів від бета- і альфа-частинок, низький рівень радіоактивної забрудненості.

1.3. Детектор Ві-Ро для вимірювань радіоактивної забрудненості тонких фольг

В рамках підготовки експерименту SuperNEMO, який є розвитком експерименту NEMO-3, був розроблений унікальний детектор Ві-Ро для вимірювань радіоактивної забрудненості тонких фольг. Задача полягала у вимінюванні, у першу чергу, активності 226 Ra i 228 Th у тонкій фользі збагаченого ізотопу селену 82. Причому вимоги до рівня забрудненості фольги (активність 208 Tl < 2 µBq/kg і активність 214 Bi < 10 µBq/kg) вимагали чутливості вимірювань недосяжної за допомогою інших методів без руйнування фольги. Ідея детектора основана на реєстрації збігів бета- і альфа-сигналів від короткоживучих ланцюжків розпадів 212 B- 212 Po та 214 Bi- 214 Po як це показано на Puc. 1.93.



Рис. 1.93. Короткоживучі ланцюжки розпадів ²¹⁴Ві-²¹⁴Ро та ²¹²В-²¹²Ро.

Принцип дії детектора Ві-Ро показаний на Рис. 1.94. Висока чутливість може бути досягнута, якщо частота лічби фону достатньо низка, щоб кількість подій з дуже малим часом між ними була малою.



Рис. 1.94. Принцип дії детектора Ві-Ро. Схематичний вигляд детектора і сигнали від бетаподій ²¹⁴Ві або ²¹²Ві (справа, верхній рисунок) та затриманих альфа-подій ²¹⁴Ро або ²¹²Ро (справа, нижній рисунок).

Будова детектора показана на Рис. 1.95. Фотоелектронні помножувачі реєструють сигнали у двох пластикових сцинтиляторах, між якими знаходиться вимірювана фольга.



Рис. 1.95.Схема детектора Ві-Ро (зліва) та модуля детектора Ві-Ро (справа). Фотоелектронні помножувачі реєструють сигнали у двох пластикових сцинтиляторах, між якими знаходиться вимірювана фольга.

Зрозуміло, що детектор має бути ретельно захищено від опромінення гамма-квантами оточуючого середовища. На Рис. 1.96 показано вигляд одного з модулів детектора у пасивному захисті і положення модулів під час встановлення фольги для вимірювання. Важливо, що конструкція дозволяє поміщати фольгу між модулями без її механічного пошкодження.



Рис. 1.96. Вигляд одного з модулів детектора у пасивному захисті (зліва) і положення модулів під час встановлення фольги для вимірювання (справа).

Оскільки другою подією у розпадах ²¹²В-²¹²Ро та ²¹⁴Ві-²¹⁴Ро є альфа-частинка, відгук детектора до альфа-частинок був ретельно вивчений. На Рис. 1.97 показано залежність зниження сцинтиляційної ефективності сцинтиляційного детектора з пластмасовим сцинтилятором в залежності від енергії альфа-частинок (так званий Alpha Quenching Factor).



Рис. 1.97. Зниження сцинтиляційної ефективності спинтиляпійного детектора пластмасовим 3 сцинтилятором (Alpha Quenching Factor) в залежності від енергії ачастинок. Синіми точками показані експериментальні дані, отримані з α-джерелом ²⁴¹Ат при опроміненні через тонкі плівки різної товщини. Червоні точки - це виміри αчастинок у збігах з β-частинками. Зелені точки відповідають вимірюванням подій розпадів ВіРо від забруднень радоном та тороном поверхні сцинтиляторів. на Апроксимуюча крива показана суцільною лінією, а полоса вказує на область довірчої ймовірності 68%.

Сигнали від бета- та альфа-частинок у пластмасовому сцинтиляторі розділяються за формою, що дозволяє ідентифікувати частинки і знижувати фон. Результати вимірювань з детектором Ві-Ро за 200.4 доби з ефективною площею поверхні сцинтилятора 3.10 м² показані на Рис. 1.98. Енергетичний спектр перших та других подій, а також час між подіями відповідають розпадам ²¹²Ві - ²¹²Ро на поверхні сцинтиляторів.



Рис. 1.98. Енергетичний спектр перших (зліва зверху), других подій (справа зверху) та час між подіями (знизу) для фонових вимірів 212 Bi - 212 Po виміряні за 200.4 доби з детектором з ефективною площею поверхні сцинтилятора 3.10 м². Дані апроксимовані моделлю очікуваного фону від забруднення 212 Bi на поверхні сцинтиляторів (зелена гістограма) та випадкових збігів (синя гістограма). Розподіл часу між подіями апроксимований експоненційною функцією встановлюється апостеріорним шляхом експоненціального розпаду з періодом напіврозпаду, що відповідає розпаду 212 Po (300 нс) з додаванням постійного значення для урахування випадкових збігів.

Вимірювання з детектором показали, що радіоактивну забрудненість тонких плівок (кілька мікрометрів) торієм (²²⁸Th) і радієм (²²⁶Ra) можна виміряти на дуже високому рівні чутливості (< 2 мкБк/кг²²⁸Th за 6 місяців вимірювань) і радієм (< 140 мкБк/кг²²⁶Ra) завдяки методу реєстрації збігів бета- і альфа-сигналів від короткоживучих ланцюжків розпадів ²¹²B-²¹²Po та ²¹⁴Bi-²¹⁴Po, розробленому колаборацією SuperNEMO для зразків фольг великої площі.

1.4. Розробка методів дослідження властивостей нейтрино

1.4.1. Фон космогенного походження у детекторі Borexino

Детектор сонячних нейтрино Borexino, який знаходиться у підземній лабораторії в Гран Сассо, надає унікальну можливість вивчити космогенну активацію у органічному рідкому сцинтиляторі під дією мюонів. Рух мюонів у детекторі може бути точно відслідкуваний, що дозволяє виявляти подій розпадів вздовж треку мюона. Встановлено, що вихід нейтронів, які народжуються мюонами становить $Y_n = (3.10 \pm 0.11) \times 10^{-4}$ нейтронів на один мюон / (г см²). Відстань між треком мюона та точкою захоплення нейтронів має середнє значення $\lambda = (81.5 \pm 2.7)$ см. Розподіл дистанцій між треком мюона та точкою поглинання нейтрона, що спостерігається в Borexino показаний на Рис. 1.99.



Рис. 1.99. Розподіл дистанцій між треком мюона та точкою поглинання нейтрона, що спостерігається в Вогехіпо (чорні хрестики). область Cipa вказує на систематичну невизначеність. Апроксимація даних методом Монте-Карло показана неперервною червоною лінією. Штрихові лінії відповідають двом експоненціальним компонентам розпадів в результаті поглинання нейтронів.

Було також визначено вихід космогенних радіоактивних ізотопів для ядер 12 N, 12 B, ⁸He, ⁹C, ⁹Li, ⁸B, ⁶He, ⁸Li, ¹¹Be, ¹⁰C та ¹¹C. Список космогенних ізотопів, що утворюються у рідкому сцинтиляторів приведений у Таблиці 1.17.

Ізотоп	Час життя	Q_{β} (MeB)	Тип розпаду
¹² N	15.9 мс	17.3	β ⁻
^{12}B	29.1 мс	13.4	β^+
⁸ He	171.7 мс	10.7	β ⁻
°C	182.5 мс	16.5	β^+
⁹ Li	257.2 мс	13.6	β ⁻
⁸ B	1.11 c	18.0	β^+
⁶ He	1.16 c	3.51	β ⁻
⁸ Li	1.21 c	16.0	β ⁻
¹¹ Be	19.9 c	11.5	β ⁻
¹⁰ C	3.65 c	3.65	β^+
¹¹ C	29.4 хв	1.98	β^+

Таблиця 1.17. Список космогенних ізотопів, що утворюються у рідкому сцинтиляторів.

Експериментальні результати порівнювалися з результатами моделювання методом Монте-Карло за допомогою пакетів Fluka та Geant4, як це показано на Рис. 1.100.



Рис. 1.100. Апроксимація експериментальних

енергетичних спектрів подій від розпадів космогенних ізотопів у детекторі Borexino моделями отриманими методом Монте Карло (верхній рисунок) і часового розподілу сигналів розпадів космогенних ізотопів Хрестиками графік). (нижній показані експериментальні дані, лініями показані моделі для різних ізотопів.

У цілому експериментальні дані та результати моделюванням збігаються за деякими винятками, найбільш суттєва різниця вийшла для 11 С, для якого обидва коди дають приблизно на 50% нижчі значення, ніж отримано в експерименті. Розрахунки величини λ та коефіцієнт розмноження нейтронів добре узгоджуються з експериментом.

1.4.2. Експеримент SOX у для дослідження осциляцій нейтрино на малих відстанях

Детектор Borexino, завдяки високому об'єму, низькому радіоактивному фону і доволі низькому енергетичному порогу реєстрації (який визначається, головним чином, присутністю радіоактивного ізотопу 14 С з енергією бета-розпаду 156 кеВ у складі рідкого сцинтилятору), детальному розумінню компонент фону, є потужним інструментом не лише для спектрометрії сонячних нейтрино, але й для досліджень нейтринних осциляцій на великих (від ядерних реакторів розміщених на відстанях у сотні кілометрів) та на малих відстанях (від радіоактивних штучних джерел). Це дозволило розробити проект експерименту SOX (на основні детектора Borexino) для дослідження осциляцій нейтрино від штучних джерел нейтрино і антинейтрино на відстанях у кілька метрів – десятки метрів, а також для пошуків стерильних нейтрино і магнітного моменту нейтрино [111, 112]. Ідея цього проекту, якій отримав назву SOX (Short-range Oscillation with BoreXino), полягає у розміщенні інтенсивних нейтринного та антинейтринного джерел поруч з детектором, або у самому детекторі, для перевірки ефекту передбачуваних осциляцій електронних нейтрино у стерильні v_e → v_s, що повинні відбуватись всередині детектора. Планується застосувати потужні джерела нейтрино (⁵¹Cr) і антинейтрино (¹⁴⁴Ce -¹⁴⁴Pr) які будуть розміщені недалеко від (або усередині) детектора (див. Рис. 1.101).



Рис. 1.101. Схема розміщення радіоактивних джерел у детекторі Borexino.

Виняткова чутливість Borexino, через його дуже низький радіоактивний фон і став свідком вражаючих вимірювань, описаних вище, буде ключовим елементом експерименту. Експеримент дасть можливість перевірити гіпотезу про стерильні нейтрино, як це показано на Рис. 1.102.



Рис. 1.102. Очікувана чутливість різних фаз експерименту SOX до кута змішування θ_{14} і різниці мас масових станів нейтрино Δm_{14} (якщо припустити існування четвертого стерильного нейтрино). Області сірого кольору показують можливі значення для стерильних нейтрино, якщо дані реакторних експериментів інтерпретувати як сигнал стерильних нейтрино. Вертикальна лінія показує регіон значень виключених в роботі [113].

Очікується, що експеримент буде чутливий до стерильних нейтрино масою на рівні кількох eB. Крім того, буде здійснено пошук магнітного моменту нейтрино, точне вимірювання кута змішування в електрослабкій взаємодії [114, 115]. У 2014 році було розпочато спорудження антинейтринного джерела ¹⁴⁴Се - ¹⁴⁴Рг з активністю ~100 кКі та енергіями антинейтрино до 3 MeB.

1.5. Детектори для пошуку темної матерії

1.5.1. Проект експерименту із сцинтиляторами вольфрамату цинку для пошуку добових варіацій темної матерії

Сцинтилятори ZnWO₄ були вперше досліджені у 1989-у році з огляду на можливість його використання для пошуку 2β-розпаду ізотопів цинку [116]. Вимірювання фону невеликого зразка кристалу ZnWO₄ були виконані у Солотвинській лабораторії [117].

Було спостережена суттєва залежність альфа/бета–співвідношення (див. Рис. 1.103) і форми сцинтиляційних спалахів (Рис. 1.104) не лише від енергії, а й від напрямку опромінення альфа-частинками відносно основних кристалографічних осей, подібну до тієї, що була виміряна із сцинтиляторами CdWO₄.



Рис. 1.103. Залежність α/β-співвідношення в детекторі ZnWO₄ від енергії та напрямку опромінення α-частинок.



Рис. 1.104. Залежність індикатора форми в детекторі $ZnWO_4$ від енергії та напрямку опромінення α -частинок.

У подальшому інтерес до цього сцинтиляційного матеріалу значно виріс, були розроблені зразки великого (близько 1 кг і більше) високої оптичної якості. Матеріал був також досліджений при низьких температурах [118, 119] і показав високу сцинтиляційну ефективність, що робить кристали одними з найбільш перспективних кріогенних детекторів для пошуків темної матерії і подвійного бета-розпаду ізотопів цинку і вольфраму. Як було вперше показано авторами роботи, на основі сцинтиляторів ZnWO₄,

завдяки значній анізотропії відгуку до частинок із високою іонізуючою здатністю, можуть бути побудовані детектори, чутливі до добових модуляцій темної матерії [120].

Як вже було відмічено, сцинтиляційні кристали вольфрамату цинку (відгук яких до іонів є суттєво анізотропним) запропоновано застосувати в експерименті для пошуку добових модуляцій взаємодії WIMP-частинок. Важливим фактором для здійснення такого експерименту є висока радіоактивна чистота цього сцинтиляційного матеріалу, а також суттєва анізотропія відгуку в залежності від напрямку руху частинок відносно кристалічних осей [120]. Схема на Рис. 1.105 пояснює принцип дії анізотропного детектора для реєстрації добових модуляцій частинок темної матерії.



Рис. 1.105. Схема, яка пояснює принцип реєстрації добових модуляцій частинок темної матерії. Сигнал у детекторі має змінюватися впродовж доби завдяки чутливості детектора до напрямку частинок.

В роботі [120] для пошуку добових модуляцій темної матерії запропоновано застосувати сцинтилятори вольфрамату цинку. Оцінки чутливості наведені на Рис. 1.106.



Рис. 1.106. Область параметрів частинок темної матерії, які можуть бути досліджені за допомогою анізотропних сцинтиляційних детекторів ZnWO₄ [120]. Чутливість експерименту залежить від можливих рівнів фону в області низьких енергій: 10^{-4} відліків / кг / кеВ (суцільні чорні лінії), 10^{-3} відліків / кг / кеВ (пунктирні лінії), 10^{-2} відлікі / кеВ (пунктирні ліні)

1.5.2. Розробка детектора DarkSide на рідкому аргоні для пошуку темної матерії

На основні установки Counting Test Facility (допоміжна установка експерименту Вогехіпо) розроблено детектор темної матерії з рідким аргоном добутим із надр Землі для зменшення фону від космогенного аргону (проект DarkSide) [123, 124]. DarkSide – це проект експерименту, спрямованого на пошук частинок темної матерії. Частиною цієї програми є використання детекторів на основі двофазних (рідина та газ) часовопроекційних камер (TPC – Time Projection Chamber), заповнених рідким аргоном, розроблених ще в 70-х роках минулого сторіччя [125]. Прототип такого детектора (для реєстрації частинок темної матерії) об'ємом 10 кг рідкого аргону (DarkSide-10, Рис. 1.107), був створений і випробуваний спочатку в Принстоні, США, а потім в підземній лабораторії Гран-Сассо, Італія. Наступним кроком було спорудження детектора з активною масою аргону 50 кг з тим, щоб перевірити перспективність обраної методики та створити у перспективі детектор більшого об'єму [126]. Вже отримані перші результати експерименту з пошуку слабко взаємодіючих масивних частинок [127].

Критичним параметром подібних пристроїв являється їх світловихід, оскільки незначна енергія ядер віддачі обмежує можливості їх детектування. Однак їх вагомою перевагою являється можливість відрізняти частинки за формою імпульсів (ДФІ - дискримінація за формою імпульсу), що дає можливість виділяти сигнали від ядер віддачі при реєстрації WIMP, які являються найбільш вірогідними кандидатами на роль галактичної темної матерії. Так, при реєстрації іонізуючих частинок може утворюватися Ar_2^* в синглетному та триплетному станах з часом висвітлювання ~7 нс та ~1.6 мкс [128], відповідно, заселеність яких залежить від енергії та густини іонізації (тобто, типу частинки). При достатній статистиці випромінених фотонів існує можливість відокремлення таких подій в присутності фону від низькоенергетичних електронів та зовнішнього γ -фону з коефіцієнтом 10^{-8} [129, 130, 131]. Тому, поряд з досягненням наднизькофонових умов, підвищення світловиходу і світлозбору є одним з ключових завдань даного проекту. Наступним кроком було спорудження детектора з активною масою аргону 50 кг.



Рис. 1.107. Схематичне зображення детектора DarkSide-10.

Світловихід (в термінах кількості фотоелектронів на поглинуту енергію 1 кеВ, ф.е./кеВ_{ее}) детектора DarkSide-10 при застосуванні ФЕП було виміряно з використанням відомих значень для піків повного поглинання γ -квантів у поєднанні із калібрувальними даними стосовно одноелектронних імпульсів, викликаних лазерним випромінюванням. Відзначимо, що максимум люмінесценції рідкого аргону знаходиться при 128 нм. Тому для покращення роботи ФЕП був використаний зміщувач довжини хвилі на основі тетрафенілбутадієну (ТФБ) товщиною ~175-230 мкг/см², напилений на внутрішній світловідбивач з 3M Vikuiti ESR. На виході зі зміщувача світло мало довжину хвилі 420 нм та час випромінювання ~1.8 нс. Сцинтиляційне світло потрапляло на дві пари з семи ФЕП Нататаtsu R11065 (діаметр фотокатоду 3"), розташованих зверху та знизу активного об'єму детектора. Їх квантова ефективність при кімнатній температурі становила в середньому 33.9 %.

Відомо, що забруднення аргону азотом, киснем та водою сильно впливають на його сцинтиляційні властивості [132]. Тому перед охолодженням детектора ємність Дьюара протягом кількох діб багатократно наповнювалася чистим (99.999 %) аргоном і спорожнялася за допомогою сухого турбонасоса, при цьому було досягнуто тиску $6\cdot10^5$ мБар. Це дало можливість усунути забруднення з металевих частин та зменшити їх концентрацію на поверхні пластику до рівня менш ніж 10^{-9} г/г. Під час вимірювань частина аргону випаровувалась, проходила через захоплювач SAES MonoTorr PS4-MT3-R1, знову зріджувалась і подавалась в робочий об'єм.

Система реєстрації включала швидкі оцифровувачі САЕN 1720 (12 біт, 250 М/с), які записували форму сигналів від 14 ФЕП. Для її запуску використовувалися сигнали з анодів ФЕП, які проходили через швидкі підсилювачі LeCroy 612A. Форми записувались впродовж часу 5 мкс до тригеру та 30 мкс після нього (для оцінки базової лінії) та передавались на жорсткий диск.

Для γ-квантів з енергією в діапазоні 122-1275 кеВ, було отримане узгоджене середнє значення 8.887±0.003(стат.)±0.444(сист.) ф.е./кеВ_{ее}. Після додаткового очищення аргону світловихід, виміряний при енергії 511 кеВ, зріс до 9.142±0.006(стат.) ф.е./кеВ_{ее}.

Вимірювання характеристик детектора проводилось за допомогою колімованих джерел ⁵⁷Co, ²²Na та ¹³⁷Cs. В спектрах накопичувалося близько 1 млн. подій за кілька годин. На Рис. 1.108, Рис. 1.109, Рис. 1.110 показані набрані енергетичні γ -спектри джерелами, розташованими в центральній частині детектора, з яких вирахувано фон. Для ⁵⁷Co піки повного поглинання з енергіями 122 та 136 кеВ не розділяються.



Рис. 1.108. Сцинтиляційний спектр ⁵⁷Со (з похибками). Пік повного поглинання підганявся сумою двох функцій Гауса (гладка лінія).

Для γ -променів з енергією 662 кеВ була отримана ВЕРЗ 3.1 % (σ), для ²²Na, в залежності від положення джерела, досягнута ЕРЗ від 4.4 % до 5.6 %. При врахуванні форм імпульсів отримано значення від ~0.9 % до ~1.4 % (662 кеВ).



Рис. 1.109. Сцинтиляційний спектр колімованого ¹³⁷Cs, розташованого в центральній частині детектора. Підгонка вказана плавною кривою.



Рис. 1.110. Сцинтиляційний спектр колімованого ²²Na, розташованого в центральній частині детектора. Підгонка кожного з піків повного поглинання з енергіями 511 та 1274 кеВ поводилась сумою функції Гауса та спадаючої експоненційної функції (плавні криві).

Отримані результати вказують на перспективність обраної методики та доцільність проведення подальших робіт зі створення детектора більшого об'єму. Більше детально про результати розробок можна прочитати в роботі [126].

1.5.3. Детектор темної матерії на основі низькотемпературних сцинтиляційних болометрів

Проект EURECA (European Underground Rare Event Calorimeter Array) спрямований на вивчення складу темної матерії, яка, відповідно до нашого сучасного розуміння астрономічних спостережень, є одним з основних компонентів Всесвіту ($\approx 23\%$). Коллайдерні експерименти усе ще не дають експериментальних доказів суперсиметрії (моделі, в яких є природні кандидати на роль темної матерії), необхідні додаткові докази існування масивних слабко взаємодіючих частинок в експериментах з прямого детектування взаємодій таких частинок з матерією, вказівки на які є у результатах експериментів DAMA, CoGeNT та CRESST (див. [133]), Для вирішення проблеми природи темної матерії необхідно провести експерименти прямого виявлення наступного покоління з чутливістю, більшою на два порядки величини (див. Рис. 1.111).



Рис. 1.111. Обмеження на переріз взаємодії масивних слабко взаємодіючих частинок з матерією, отримані в різних експериментах. Показана також проектна чутливість експерименту EURECA.

Звіт про концепцію проекту EURECA був підготовлений у 2012 році як перший крок до побудови цієї установки. Розглянута конструкція (Рис. 1.112) використовує дві ідентичні системи, кожен з яких складається з одного кріостату, що містить масу детектора 500 кг (германію та сцинтиляційні болометри CaWO₄) в резервуарі з водою.



Рис. 1.112. Схема установки EURECA з двома низькотемпературними станціями, кожна з яких розташована в окремому водяному резервуарі, з будівлею, що містить чисту кімнату між ними.

Очікується, що установка EURECA буде встановлена у підземній лабораторії Модан у Франції. Розробка кріогенних сцинтиляційних болометрів було одним з головних завдань проекту. Зокрема, була виконана оптимізація збору світла з кристалічних сцинтиляторів ZnWO₄ різної форми та умов поверхні [80, 82].

РОЗДІЛ 2 ПОДВІЙНИЙ БЕТА-РОЗПАД АТОМНИХ ЯДЕР

2.1. Дослідження подвійного бета-розпаду атомних ядер методами гаммаспектрометрії

2.1.1. Пошук подвійного бета розпаду ізотопів рутенію

Пошук 2β-розпаду ⁹⁶Ru і ¹⁰⁴Ru був здійснений методами напівпровідникової низькофонової гамма-спектрометрії. Нуклід ⁹⁶Ru є одним з лише шести потенційно 2β⁺ активних ядер з великою енергією 2 β розпаду $Q_{2\beta} = (2718\pm8)$ кеВ [134] і доволі високою природною розповсюдженістю: δ =5.54 %. Схема розпаду ⁹⁶Ru зображена на Рис. 2.1. Необхідно також відзначити, що в процесі 0v2є переходу із поглинанням одного електрону з К оболонки, а іншого з L орбіталі, вивільнювана енергія (2695±8) кеВ близька до енергії збудженого рівня ⁹⁶Мо з Е_{ехс}=2700 кеВ. У випадку 2є поглинання з двох L оболонок вивільнювана енергія (2713±8) кеВ в межах похибок дорівнює енергії іншого збудженого рівня 2713 кеВ. Це створює умови для резонансного посилення процесів подвійного електронного безнейтринного поглинання завдяки енергетичному виродженню [135, 136, ^{137 138}].



Рис. 2.1. Схема розпаду ⁹⁶Ru. Енергії збуджених рівнів та випромінюваних γ -квантів виражені в кеВ (відносні інтенсивності γ -квантів подані в скобках). $Q_{2\beta}$ – енергія 2 β -розпаду.

У попередньому експерименті з пошуку $2\beta^+$ та $\epsilon\beta^+$ розпаду ⁹⁶Ru були встановлені обмеження на $2\beta^+$ та $\epsilon\beta^+$ переходи на основний та збуджені стани стан на рівні $T_{1/2} = 10^{16} - 10^{17}$ років [139]. У нашій роботі були використані зразки рутенію загальною масою 473 г (з природним ізотопним складом і ступеню чистоти 99.99%) у формі таблеток виготовлених методом порошкової металургії компанією Негаеus. Зразки вимірювались в

підземній лабораторії Гран-Сассо з використанням HPGe детектору GeCris p-типу об'ємом 468 см³. Спектр із зразком накопичувався впродовж 158 год., а фон - за 1046 год. (спектри представлено на Рис. 2.2).



Рис. 2.2. Енергетичні спектри, виміряні із зразком Ru за 158 годин та без зразка (1046 год., background) за допомогою HPGe γ-спектрометра. На вкладці показано модельний спектр ⁴⁰К. Енергії ліній приведені в кеВ.

Між спектрами існує помітна різниця, викликана забрудненістю зразка рутенію калієм з активністю ⁴⁰К (3.4±0.6) Бк/кг. Ця активність відповідає концентрації калію 1.1×10^{-4} г/г. Деяке перевищення спостерігалося також для піків ²¹⁴Ві (дочірній радіонуклід ²²⁶Ra). Крім того, зареєстровано пік з енергією 622 кеВ та площею S = (21±6) відліків, який може бути викликаний наявністю радіоактивного ¹⁰⁶Rh, що виник під дією космічних променів.

Для зниження фону зразок рутенію було очищено методом електронно-променевої плавки і зонної плавки у вакуумі. Для рафінування порошкоподібного рутенію, виробленого фірмою «Heraues» [140] був використаний метод електронно променевої плавки (ЕПП). Багаторазовою ЕПП був отриманий рутеній чистотою > 99,99 мас.%, В першу чергу за рахунок очищення від домішок впровадження і більшості металевих домішок, у тому числі від калію. Зміст основних домішкових елементів в зразках рутенію до і після ЕЛП приведено в Табл. 2.1. Як видно з Табл. 2.1, в результаті рафінування відбувається очищення від усіх домішок, в середньому на два три порядки, в тому числі і від калію - більш ніж у 50 разів [141].

Г	Вихідний	Зразок після
Елемент	зразок	ЭЛП
В	0,00004	< 0,000002
С	0,12	0,005
N	0,0001	0,00008
0	0,004	0,0006
F	0,00001	< 0,000003
Na	0,00006	0,000005
Al	0,0004	0,000001
Si	0,0005	0,00003
Р	0,00002	< 0,000003
Cl	0,0002	< 0,000005
K	0,0008	0,000015
Ca	0,0003	0,00002
Mn	0,00003	< 0,000008
Fe	0,004	0,0003
Ni	0,0002	0,00005
Co	0,0003	< 0,000009
Cu	0,001	0,0004
Ga	0,0002	< 0,00002
Os	0,002	< 0,001
Ru, %	~ 99,85	> 99,99

Таблиця 2.1. Вміст домішок в зразках рутенію, мас.%

Очистка дозволила знизити фон від ⁴⁰К приблизно у 20 разів (див. Рис. 2.3) і продовжити експеримент на вищому рівні чутливості до процесів подвійного бетарозпаду ізотопів рутенію за допомогою напівпровідникового НРGe γ-детектора в підземній лабораторії Гран Сассо.



Рис. 2.3. Енергетичні спектри, виміряні із зразком Ru за 1153 годин до очищення і впродовж 5479 год після очищення методом електроннопроменевої плавки і зонної плавки у вакуумі, а також фон виміряний впродовж 7862 годин. Видно суттєве зменшення фону від ⁴⁰К. Енергії ліній приведені в кеВ. У спектрі виміряному за 7862 годин не було спостережено ніяких особливостей, які б могли вказувати на реєстрацію 2β-процесів у ядрі ⁹⁶Ru. Тому були визначені лише обмеження на їх періоди напіврозпаду. Результати експерименту представлені у Таблиці 2.2.

Таблиця 2.2. Періоди напіврозпаду ⁹⁶Ru та ¹⁰⁴Ru відносно 2 β процесів. Енергії γ -ліній, які використовувались для встановлення обмежень на $T_{1/2}$ подані в 4 колонці. Скорочення «о.с.» позначає основний стан дочірнього ядра. Теоретичні розрахунки взяті з робіт [142, 143, 144, 145, 146, 147, 148, 149, 150]. Теоретичні значення для безнейтринних процесів приведені для маси нейтрино 1 еВ.

Произо	Моло	Рівень		T _{1/2} , років		
процес мода	мода	дочірнього	Е _γ , кеВ	Експеримент		Taopia
розпаду	розпаду	ядра, кеВ		Дана робота	Робота [151]	Теорія
96 Ru $\rightarrow ^{96}$ M	0					
	211	0.C.	511	>1.4×10 ²⁰	>5.0×10 ¹⁹	1.2×10^{26} –
2B+	2.V					1×10 ²⁷
2p	0.	0.C.	5 11	> 1.21020	5 0. 10 ¹⁹	5.9×10 ²⁷ –
	UV		511	>1.5×10	>3.0×10	1×10^{28}
	•	0.c.	511	$> 8.0 \cdot 0^{19}$	>5.5.10 ¹⁹	$2.0 \cdot 10^{21} -$
$\epsilon \beta^+$	ZV					$2.3 \cdot 10^{22}$
	0ν	0.C.	511			
2K	0ν		2674	>1.0×10 ²¹	>5.4×10 ¹⁹	$2.8 \cdot 10^{34}$
KL	0ν	0.C.	2692	>2.3×10 ²⁰	>6.9×10 ¹⁹	-
2L			2709	>2.3×10 ²⁰	>6.9×10 ¹⁹	-
Pe3. KL 0v	<u>Ou</u>	2700	1922	>2.0×10 ²⁰	>2.7×10 ¹⁹	$3.0 \cdot 10^{26}$ –
	UV					$6.0 \cdot 10^{34}$
Pe3.2L Ov	<u>Ov</u>	2713	813	>3.6×10 ²⁰	>2.0×10 ¹⁹	$4.4 \cdot 10^{31}$ –
	07	2113				$2.3 \cdot 10^{32}$
$^{104}\text{Ru} \rightarrow ^{104}\text{Pd}$						
28-	2ν	2+ 556	556	$>6.6 \cdot 10^{20}$	$>1.9 \cdot 10^{19}$	$1.8 \cdot 10^{28}$
∠p	0v	2+ 556	556	$>6.5 \cdot 10^{20}$	$>1.9 \cdot 10^{19}$	

Таким чином, за допомогою низькофонових германієвих детекторів були отримані найбільш жорсткі обмеження на процеси подвійного електронного поглинання (2 ϵ), електронного поглинання з випромінюванням позитрону ($\epsilon\beta^+$) і подвійного позитронного розпаду (2 β^+), а також 2 β^- -розпаду на збуджені рівні дочірніх ядер у ядрах ⁹⁶ Ru i ¹⁰⁴Ru.

2.1.2. Перші пошуки подвійного бета розпаду ізотопів осмію

Для пошуку подвійного бета-розпаду осмію був використаний зразок осмію масою 173 г глибоко очищений в Харківському фізико-технічному інституті. Осмій містить два потенційно 2β-активні ізотопи: ¹⁸⁴Os i ¹⁹²Os. Обидва вони можуть випромінювати гаммакванти у процесах 2β-розпаду. Для пошуку подвійного бета-розпаду осмію був застосований НРGe детектор об'ємом 465 см³ з високою ефективністю реєстрації гаммаквантів і низьким рівнем фону. Вимірювання продовжувались 2741 годину, у той час як фон був набраний впродовж 1046 годин. Спектри показані на Рис. 2.4. Оскільки у спектрах немає особливостей, які можна було б приписати 2β-розпаду ¹⁸⁴Os або ¹⁹²Os, були вперше отримані обмеження на періоди напіврозпаду цих ядер відносно процесів 2βрозпаду на рівні $T_{1/2} > 10^{14} \times 10^{19}$ років.



Рис. 2.4. Спектри набрані за допомогою низькофонового напівпровідникового гаммадетектора об'ємом 465 см³ із зразком осмію (за 27141 годину) і фоновий (1046 годин).

Важливість досліджень $0v2\varepsilon$ і $0v\varepsilon\beta^+$ -розпадів пов'язана з можливістю уточнити вклад різних механізмів у $0v2\beta^-$ -розпад (за рахунок маси нейтрино чи домішок правих токів у слабкій взаємодії). Крім того, особливий інтерес викликають процеси резонансного $0v2\varepsilon$ поглинання на збуджені рівні дочірніх ядер, коли енергія переходу на збуджений рівень близька до нуля, що суттєвого збільшує вірогідність переходу. Такі процеси розглядаються як додаткова можливість вивчення властивостей нейтрино. У даній роботі резонансні $0v2\varepsilon$ -переходи були досліджені вперше (або на новому рівні чутливості) у ядрах ⁹⁶Ru, ¹⁰⁶Cd, ^{156,158}Dy, ¹⁸⁰W, ¹⁸⁴Os, ¹⁹⁰Pt [152, 153].

2.1.3. Пошук подвійного β-розпаду ¹³⁶Ce та ¹³⁸Ce за допомогою гамма-детектора

Церій має в своєму складі три ізотопи, які можуть бути потенційними 2 β -активними ядрами: ¹³⁶Ce, ¹³⁸Ce та ¹⁴²Ce. Особливий інтерес являє ¹³⁶Ce у зв'язку з великою енергією розпаду. Характеристики потенційно два-бета активних ізотопів церію представлені у Таблиці 2.3 Експерименти з пошуку подвійного β -розпаду є унікальним методом для визначення природи нейтрино (частинка Майорани чи Дірака), перевірки закону збереження лептонного заряду, встановлення ієрархії та розрахунку мас нейтрино[154, 155, 12]. Безнейтринний 2 β -розпад заборонений в стандартній моделі частинок через порушення закону збереження лептонного заряду. Двонейтринний 2 β -розпад дозволений в Стандартній Моделі. Однак, це процес другого порядку у слабкій взаємодії і дуже рідкий розпад з періодом напіврозпаду $T_{1/2} \sim 10^{18} - 10^{20}$ років. Також можливі 2 β +розпади: подвійний захват електронів(2 ϵ), захват електрону з випромінюванням позитрону ($\epsilon\beta^+$) та подвійний позитронний розпад (2 β^+).

Перехід	Вихід енергії, кеВ	Ізотопна	Дозволені канали
		поширеність, %	розпаду
$^{136}\text{Ce} \rightarrow ^{136}\text{Ba}$	2378,53 (27) [156]	0,185 (2)	$2\varepsilon, \varepsilon\beta^+, 2\beta^+$
	2378,49 (35) [157]		
$^{138}\text{Ce} \rightarrow ^{138}\text{Ba}$	693 (10) [44]	0,251 (2)	2ε
$^{142}Ce \rightarrow ^{142}Nd$	1417,2 (21)	11,114 (51)	2β-

Таблиця 2.3. Потенційно 2β-активні ізотопи церію.

Порошок оксиду церію був вироблений компанією Stanford Materials [158]. Аналіз зразку за допомогою низькофонового НРGe детектора GeBer [159] показав прийнятний рівень вмісту радію, торію та урану у зразку [160]. Проте зразок був додатково очищений методом екстракції з рідини у рідину. Очищений зразок масою 732 г в тонкому пластиковому контейнері було розташовано на низькофоновому НРGe детекторі GeCris об'ємом 465 см³. Детектор було захищено низько радіоактивним свинцем (\approx 25 см) та міддю (\approx 10 см). Енергетична роздільна здатність апроксимувалась в енергетичному діапазоні 239-2615 кеВ функцією ПШПВ (повна ширина на половині висоти) = $\sqrt{1,41(4) + 0,00197 \times E_{\gamma}}$, де E_{γ} – енергія гамма-квантів в кеВ. Вимірювання проводились понад 1900 годин, вимірювання для фонового спектру проводились понад 1046 годин. Енергетичний спектр, нормований на час вимірювання, представлений на Рис. 2.5.



Рис. 2.5. Енергетичні спектри, отримані із зразком оксиду церію та без зразка (фон) за допомогою низькофонового гамма-спетрометра.

Численні піки в спектрі спричинені наявністю у зразку радіоактивних нуклідів ²²⁸Ac, ²¹²Pb, ²¹²Bi та ²⁰⁸Tl. Також ми зареєстрували наявність космічного (та утвореного під дією нейтронів) ¹³⁹Ce у зразку (лінія з енергією 165,9 кеВ). Активності ²²⁸Ra, ^{228Th} та ¹³⁹Ce були розраховані за формулою:

$$A = \left(\frac{s_s}{t_s} - \frac{s_{bg}}{t_{bg}}\right) \cdot \frac{1}{y \cdot \eta \cdot m}, \qquad 2.1$$

де $S_s(S_{bg})$ –площа піку в енергетичному спектрі поміряна з оксидом церію (фоновий вимір); $t_s(t_{bg})$ – час вимірів зразку (фону), у – вихід відповідної гамма-лінії [161], η – ефективність реєстрації піку повного поглинання, т – маса зразку. Ефективності реєстрації були розраховані з використанням EGSnrc [162] та GEANT4 [59].

Були встановлені межі на активності таких нуклідів у зразку: ²³⁵U, ²³¹Pa, ²²⁷Ac, ²³⁸U, ²²⁶Ra, ¹³⁸La, ¹⁵²Eu, ¹⁵⁴Eu, ¹⁷⁶Lu. У спектрі, отриманому з вимірів зразку CeO₂, не було знайдено особливостей, які можна інтерпретувати як 2β-процеси у ¹³⁶Ce чи ¹³⁸Ce. Тому були отримані тільки обмеження на період напіврозпаду за наступною формулою:

$$imT_{1/2} = N \cdot \eta \cdot t \cdot \ln 2 / \lim S, \qquad 2.2$$

де N це кількість ¹³⁶Ce чи ¹³⁸Ce в зразку CeO₂(N₁₃₆ =4.74×10²¹ та N₁₃₈ = 6.43×10^{21} , відповідно), η – ефективність реєстрації, t – час вимірів, limS це кількість ефективних подій.

Враховуючи розраховану ефективність реєстрації для цієї енергії (2.48 %) ми отримали наступне обмеження на 2v2є розпад ¹³⁶Се на перший збуджений рівень ¹³⁶Ва:

$$T_{\frac{1}{2}}^{2\nu^{2\varepsilon}} (^{136}Ce \rightarrow 818.5) \ge 3.3 \times 10^{17}$$
років.

Для $2\nu\epsilon\beta^+$ та $0\nu\epsilon\beta^+$ отримано наступні обмеження:

$$T_{\frac{1}{2}}^{2\nu\epsilon\beta+}({}^{136}Ce \to g.s) \ge 1.0 \times 10^{17}$$
років.
 $T_{\frac{1}{2}}^{0\nu\epsilon\beta+}({}^{136}Ce \to g.s) \ge 9.6 \times 10^{18}$ років.

Для встановлення обмеження на захоплення електрону з випромінюванням позитрону на 2⁺ збуджений рівень барію, було використано limS для очікуваного піку з енергією 818,5 кеВ та отримано наступне обмеження:

$$T_{\frac{1}{2}}^{(2\nu,0\nu)\,\epsilon\beta+} ({}^{136}Ce \to 818.5) \ge 2.5 \times 10^{17}$$
років.

Аналогічним чином були отримані обмеження для ¹³⁸Се:

$$\begin{split} & T_{\frac{1}{2}}^{0v2K} \left({}^{138}\textit{Ce} \to g.s \right) \geq 5.5 \times 10^{17} \text{років.} \\ & T_{\frac{1}{2}}^{0vKL} \left({}^{138}\textit{Ce} \to g.s \right) \geq 4.6 \times 10^{17} \text{років.} \\ & T_{\frac{1}{2}}^{0v2L} \left({}^{138}\textit{Ce} \to g.s \right) \geq 4.0 \times 10^{17} \text{років.} \end{split}$$

В результаті глибокого очищення радіоактивна забрудненість оксиду церію була зменшена більше ніж на порядок. Але поки процедура очищення виявилася недостатньо ефективною для видалення торію, активність якого у зразку становить 0.6 Бк/кг і являє собою основне джерело фону.

Були встановлені нові поліпшені обмеження на період напіврозпаду для подвійного β розпаду ізотопів церію на рівні $T_{1/2} \sim 10^{17} - 10^{18}$ років. Більшість з них на два порядки кращі, ніж попередні результати, але чутливість експерименту ще далека від теоретичних передбачень на рівні $T_{1/2} \sim 10^{18} - 10^{21}$ років для найбільш імовірного розпаду ¹³⁶Ce. Покращення наступних експериментів може бути досягнене за допомогою глибокого очищенню зразків церію, збагачення їх потрібними ізотопами та покращення роздільної здатності експериментів.

2.1.4. Пошук подвійного бета розпаду 94 Zr

Пошук подвійного бета-розпаду ядра ⁹⁴Zr на збуджений рівень 2⁺ ядра ⁹⁴Mo з енергією 871.1 кеВ був виконаний за допомогою з низькофонового напівпровідникового германієвого детектора з надчистого германію (HPGe) об'ємом близько 230 см³. Схема розпаду ядра ⁹⁴Zr показана на Рис. 2.6.



Рис. 2.6. Схема розпаду ядра ⁹⁴Zr.

Схема експерименту з низькофоновим напівпровідниковим германієвим детектором з надчистого германію показана на Рис. 2.7. В експерименті були використані різні зразки цирконію із природним складом ізотопів.



Рис. 2.7. Схема установки з низькофоновим напівпровідниковим германієвим детектором з надчистого германію.

Ефективність реєстрації детектором гамма-квантів різних енергій була розрахована за допомогою методу Монте Карло з пакетом програм Geant4 і генератором подій DECAY0 розробленим В.І. Третяком. Залежність ефективності реєстрації детектора від товщини зразка цирконію для гамма-квантів з енергією 871.1 кеВ показана на Рис. 2.8. Ці розрахунки дозволили оптимізувати товщину зразка з якою ефективність реєстрації була б максимальною для досягнення якомога вищої чутливості експерименту до процесу подвійного бета-розпаду ядра ⁹⁴Zr на збуджений рівень 2⁺ ядра ⁹⁴Mo з енергією 871.1 кеВ.



Рис. 2.8. Залежність ефективності реєстрації детектора від товщини зразка цирконію для гамма-квантів з енергією 871.1 кеВ

Спектр виміряний із зразком цирконію масою 540 г за 75 діб в установці з низькофоновим напівпровідниковим германієвим детектором з надчистого германію показано на Рис. 2.9.



Рис. 2.9. Різні ділянки спектру виміряного із зразком цирконію масою 540 г за 75 діб в установці з низькофоновим напівпровідниковим германієвим детектором з надчистого германію.

Спектр в околі піку з енергією 871.1 кеВ, очікуваного у випадку подвійного бетарозпаду ядра ⁹⁴Zr на збуджений рівень 2⁺ ядра ⁹⁴Mo з енергією 871.1 кеВ виміряний із зразком цирконію масою 540 г за 75 діб в установці з низькофоновим напівпровідниковим германієвим детектором з надчистого германію показано на Рис. 2.10.



Рис. 2.10. Спектр виміряний із зразком цирконію масою 540 г за 75 діб в установці з низькофоновим напівпровідниковим германієвим детектором з надчистого германію в околі піку з енергією 871.1 кеВ, очікуваного у випадку подвійного бета-розпаду ядра ⁹⁴Zr на збуджений рівень 2⁺ ядра ⁹⁴Mo з енергією 871.1 кеВ.

Жодних доказів подвійного бета-розпаду ядра ⁹⁴Zr на збуджений рівень 2⁺ ядра ⁹⁴Mo з енергією 871.1 кеВ в даних не було виявлено. Було встановлено обмеження на період напіврозпаду ядра ⁹⁴Zr (на суму дво- і безнейтринних мод розпаду) на рівні $T_{1/2}$ (0v + 2v) > 3.4 × 10¹⁹ років з довірчою ймовірністю 90%, що у 4 рази вище за попередній результат [163].

2.1.5. Подвійний бета розпад ядра ¹⁰⁰Мо на збуджені рівні ¹⁰⁰Ru

Подвійний бета-розпад ядра ¹⁰⁰Мо можливий не лише на основний, а й на кілька збуджених рівнів ¹⁰⁰Ru (див. Рис. 2.11). Дослідження переходів на збуджені рівні важливі не лише з огляду на отримання ядерних даних про процес розпаду, а й для розробки методів теоретичних розрахунків ядерних матричних елементів подвійного бета розпаду. На сьогодні, подвійні бета-розпади на збуджені рівні дочірніх ядер вивчені дуже мало. Ефект спостережено у кількох дослідах з ядром ¹⁰⁰Мо і лише в одному експерименті з ядром ¹⁵⁰Nd. Тому якомога більш точне вимірювання вірогідності переходу є актуальною задачею.



Рис. 2.11. Схема 2β-розпаду ядра ¹⁰⁰Мо.

Експеримент з метою дослідження подвійного бета-розпаду ядра ¹⁰⁰Мо на збуджені рівні ¹⁰⁰Ru був проведений у підземній лабораторії Модан у Франції на глибині 4800 м водяного еквіваленту. Зразок збагаченого молібдену 100 (збагачення 97.5%) масою 2588 г був встановлений навколо низькофонового напівпровідникового детектора з надчистого германію об'ємом 600 см³. Зразок містить 1.52×10^{25} ядер досліджуваного ізотопу. Детектор НРGe спеціальної конструкції (із зігнутим кріостатом, так званої "U-type geometry" форми) виготовлений із ретельно відібраних з вимогою якомога нижчих рівнів радіоактивної забрудненості матеріалів. Більшість деталей кріостату виготовлена із спеціального алюміній-кремнієвого сплаву, який забезпечує низький енергетичний поріг детектора і високу ефективність реєстрації гамма-квантів. Детектор захищений 12 см шаром низько-радіоактивного археологічного свинцю і 20 см низько-радіоактивного свинцю. Установка продувалась чистим повітрям (з активністю радону 15 мБк/м³) для видалення радону. Енергетична роздільна здатність детектора становить 2.0 кеВ для гамма-квантів джерела ⁶⁰Со з енергією 1332 кеВ.

Зразок молібдену 100 свого часу був очищений від радіоактивної забрудненості для експерименту NEMO-3 [164]. Ефективність реєстрації гамма-квантів була розрахована за допомогою пакету програм GEANT 3.21 [165] і потім перевірена з більш пізньою версією програми GEANT 4 [59], а також за допомогою програми TEFF [166]. Розрахунки були перевірені у вимірюваннях з джерелами гамма-квантів ²³⁸U, ¹⁵²Eu, ¹³⁸La з відомими активністю, розмірами і формою. Розраховані ефективності і виміряні значення гаммапіків для вказаних джерел узгоджувалися в межах похибки 7%.

Енергетичний спектр, набраний впродовж 2288 годин низькофоновим детектором HPGe із встановленим зразком збагаченого молібдену 100 в діапазоні енергій 500 - 640 кеВ представлений на Рис. 2.12. У спектрі чітко спостерігаються піки з енергіями 539.5 кеВ і 590.8 кеВ, які випромінюються після подвійного бета-розпаду ¹⁰⁰Мо на перший 0⁺ збуджений рівень ядра ¹⁰⁰Ru. Ефективності реєстрації детектором гамма-квантів з цими енергіями становлять 3.29% і 3.22%, відповідно.



Рис. 2.12. Енергетичний спектр, набраний впродовж 2288 годин із зразком збагаченого молібдену 100 в діапазоні енергій 500 - 640 кеВ. показані гамма-піки, Стрілками пов'язані забрудненістю i3 установки торієм і радієм, а також гамма-піки з енергіями 539.5 кеВ і 590.8 кеВ від подвійного бета-¹⁰⁰Mo розпаду перший на збуджений рівень 0^+ ядра 100 Ru.

Підгонка виміряного спектру дає площу піків 129±14 відліків (539.5 кеВ) і 110±13 відліків (590.8 кеВ), що в сумі дає сигнал 239±19 відліків, звідки отримано таке значення періоду напіврозпаду ядра ¹⁰⁰Мо на перший 0⁺ збуджений рівень ядра ¹⁰⁰Ru:

$$T_{1/2} = [7.5 \pm 0.6 (cmam.) \pm 0.6 (cucm.)] \times 10^{20}$$
 pokib.

Систематична похибка пов'язана головним чином з розрахунками ефективності реєстрації (7%), невизначеністю кількості подій ефекту в залежності від умов підгонки даних (4%) і геометричної форми та розмірів зразка збагаченого молібдену (2%). В даному експерименті ми не можемо визначити моду розпаду (з випромінюванням нейтрино, чи без), але теоретичний розгляд свідчить про те, що спостережені гамма-кванти можна повністю приписати двонейтринній моді розпаду. Значення періоду напіврозпаду ядра ¹⁰⁰Мо на перший 0+ збуджений рівень ядра ¹⁰⁰Ru порівнюється з результатами, отриманими в інших роботах, у Таблиці 2.4.

Таблиця 2.4. Порівняння періоду напіврозпаду ядра ¹⁰⁰Мо на збуджений рівень 0_1^+ ядра ¹⁰⁰Ru з результатами інших робіт.

Період напіврозпаду, роки	Рік, метод
$6.1^{+1.8}_{-1.1}(stat) \times 10^{20}$	1995, HPGe [167]
$9.3^{+2.8}_{-1.7}(stat)\pm 1.4(syst)\times 10^{20}$	1999, HPGe [168]
$6.0^{+1.9}_{-1.1}(stat) \pm 0.6(syst) \times 10^{20}$	2001, 2 HPGe [169, 170]
$5.7^{+1.3}_{-0.9}(stat) \pm 0.8(syst) \times 10^{20}$	2007, NEMO-3 [171]
$5.5_{-0.8}^{+1.2}(stat) \pm 0.3(syst) \times 10^{20}$	2009, 2 HPGe [172]
$6.9^{+1.0}_{-0.8}(stat) \pm 0.7(syst) \times 10^{20}$	2010, 4 HPGe [62]
$7.5\pm0.6(cmam.)\pm0.6(cucm.)\times10^{20}$	2013, дана робота [173]

З Таблиці 2.4 видно, що отримане в даній роботі значення періоду напіврозпаду ядра ¹⁰⁰Мо на збуджений рівень 0_1^+ ядра ¹⁰⁰Ru добре узгоджується з результатами інших робіт, проте є найбільш точним.

У випадку 2β-розпаду ядра ¹⁰⁰Мо на збуджений рівень 2_1^+ ядра ¹⁰⁰Ru у спектрі мав би спостерігатися пік з енергією 539.5 кеВ; відповідна ефективність реєстрації є 4.02%. Але ж спостережений розпад на рівень 0_1^+ вносить певну кількість подій у пік з цією енергією. З урахуванням процесу розпаду на рівень 0_1^+ , площа піку від розпаду ядра ¹⁰⁰Мо на збуджений рівень 2_1^+ ядра ¹⁰⁰Ru становить 17 ± 19 відліків, що не дає підстав стверджувати про спостереження ефекту. Враховуючи ефективність реєстрації, ми отримали таке обмеження на період напіврозпаду ядра ¹⁰⁰Мо на перший 2^+ збуджений рівень ядра ¹⁰⁰Ru з довірчою ймовірністю 90% С.L.:

$$T_{1/2} > 2.5 \times 10^{21}$$
 років.
У спектрах, представлених на Рис. 2.13 і 2.14, не спостерігаються піки з енергіями, які можна було б інтерпретувати як 2 β -переходи ядра ¹⁰⁰Мо на збуджені рівні 2⁺₂, 0⁺₂, 2⁺₃ та 0⁺₃ ядра ¹⁰⁰Ru. Тому з аналізу експериментальних даних у тих енергетичних інтервалах, де очікуються піки з енергіями, що відповідають таким переходам, були оцінені обмеження на площі піків, а з цих даних, враховуючи ефективності реєстрації, були оцінені обмеження на періоди напіврозпаду. Результати цих оцінок представлені в Таблиці 2.5. У Таблиці 2.5 також наведені енергії очікуваних піків у гамма-спектрі та ефективності реєстрації гамма-квантів детектором.



Рис. 2.13. Енергетичний спектр, набраний впродовж 2288 годин i3 зразком збагаченого молібдену 100 в діапазонах енергій 360 - 400 кеВ, 710 -750 кеВ, 800 - 850 кеВ, 1180 -1230 кеВ. Стрілками показані ділянки спектру, де очікуються гамма-піки від подвійного бета-розпаду ¹⁰⁰Мо на різні збуджені рівні ядра ¹⁰⁰Ru.

Рис. 2.14. Енергетичний спектр, набраний впродовж 2288 годин із зразком збагаченого молібдену 100 в діапазонах енергій 1340 - 1380 кеВ, 1490 - 1530 кеВ, 1840 - 1890 кеВ. Стрілками показані ділянки спектру, де очікуються гамма-піки від подвійного бета-розпаду ¹⁰⁰Мо на різні збуджені рівні ядра ¹⁰⁰Ru.

Збуджений	Енергія ү-квантів	Період напіврозпаду (обмеження), роки				
рівень	(кеВ),	Дана робота	Інші роботи			
(енергія,	(ефективність					
кеВ)	реєстрації)					
2 ₁ ⁺ (539.5)	539.5 (4.02%)	$> 2.5 \times 10^{21}$	$> 1.6 \times 10^{21} [167]$			
2 ₂ ⁺ (1362.2)	822.6 (1.72%)	$> 1.08 \times 10^{22}$	$> 4.4 \times 10^{21} [172]$			
-	1362.2 (1.34%)					
0 ₂ ⁺ (1741.0)	378.9 (1.39%)	$> 4.0 \times 10^{21}$	$> 4.8 \times 10^{21}$ [172]			
-	1201.5 (1.53%)					
2_3^+ (1865.1)	734.8 (0.65%)	$> 4.9 \times 10^{21}$	$>4.3 \times 10^{21}$ [172]			
-	1865.1 (0.85%)					
0 ₃ ⁺ (2051.7)	1512.1 (2.09%)	$>4.3 \times 10^{21}$	$>4.0 \times 10^{21} [172]$			

Таблиця 2.5. Обмеження на періоди напіврозпаду ядра ¹⁰⁰Мо на збуджені рівні ядра ¹⁰⁰Ru. Енергії представлені в кеВ.

З виміряного значення періоду напіврозпаду можна оцінити величину ядерного матричного елементу переходу $M_{2\nu}(0_1^+) = 0.092 \pm 0.006$, яке можна порівняти з наявними теоретичними розрахунками для переходу на основний стан дочірнього ядра $M_{2\nu}(0_{g.s.}^+) = 0.1273_{-0.0034}^{+0.0038}$ [173]. Знання ядерних матричних елементів можуть бути використані для більш глибокого розуміння будови ядра, тобто для розвитку більш надійних моделей ядерної структури.

2.2. Пошук подвійного бета-розпаду атомних ядер із сцинтиляційними

детекторами

2.2.1. Пошук 2β розпаду ядра ¹⁰⁶Cd за допомогою збагаченого сцинтилятора ¹⁰⁶CdWO₄ у збігах з чотири-кристальним детектором із надчистого германію

Кристал вольфрамату кадмію з кадмію, збагаченого ізотопом ¹⁰⁶Cd (¹⁰⁶CdWO₄), був встановлений у наднизькофонову установку з чотирма детекторами із надчистого германію. В установці сцинтилятор ¹⁰⁶CdWO₄ проглядається за допомогою низькорадіоактивного фотоелектронного помножувача (ФЕП, Нататаtsu R6233MOD) через світловід із кристалу вольфрамату свинцю (PbWO₄), розробленого із глибоко очищеного низькорадіоактивного археологічного свинцю [174, 175, 176]. Детектор ¹⁰⁶CdWO₄ встановлений між 4 напівпровідниковими детекторами HPGe об'ємом ≈ 225 см³ кожен (установка GeMulti) в Національній лабораторії Гран-Сассо (Італія). Схема установки показана на Рис. 2.15.



Рис. 2.15. Схема установки і електроніки експерименту з кристалом ¹⁰⁶CdWO₄ v збігах (антизбігах) 4-кристальним 3 напівпровідниковим детектором i3 надчистого германію. Сцинтилятор (1)проглядається через світловід, виготовлений із кристалу PbWO₄ (2), низькофоновим фотоелектронним помножувачем (3). Детектор розміщений між чотирма детекторами НРGe (4). Схема електронної системи експерименту: (РА) попередні підсилювачі; (FAN IN / OUT) лінійний розгалужувач аналогових сигналів; (SST-09) електронний блок для забезпечення сигналів тригерів детектора ¹⁰⁶CdWO₄; (Pixie-4) чотириканальний цифровий спектрометр; (РС) комп'ютер.

Система накопичення даних складається з двох чотириканальних оцифровувачів форми сигналів (DGF Pixie-4, XIA, LLC). Один з пристроїв використовується для формування спектрометричних даних з германієвих детекторів, у той час як другий блок діє як 14-бітний оцифровувач сигналів від детектора ¹⁰⁶CdWO₄ у часовому вікні 54.8 мкс. Другий пристрій Pixie-4 записує також сигнали тригерів, які формує блок SST-09 (розробка IЯД НАНУ) у випадку, коли амплітуда сигналу в детекторі ¹⁰⁶CdWO₄ перевищує ~ 0.6 MeB, щоб уникнути набору великої кількості даних, викликаних розпадами ^{113m}Cd, що присутній у кристалі ¹⁰⁶CdWO₄ з активністю близько 100 Бк/кг. Сигнали від часових виходів детекторів НРGе після сумування подаються в третій вхід другого Pixie-4, щоб мати змогу точно визначити факт збігу у часі між сцинтиляційним і германієвими детекторами.

Енергетична шкала детектора була відкалібрована з джерелами гамма-квантів ²²Na, ⁶⁰Co, ¹³⁷Cs та ²²⁸Th. Енергетична роздільна здатність детектора може бути описана за допомогою функції: ПШПВ = $\sqrt{21.7 \times E_{\gamma}}$, де ПШПВ і E_{γ} виражені у кеВ. Енергетичний спектр і розподіл стартових позицій імпульсів детектора ¹⁰⁶CdWO₄ відносно сигналів детектора HPGe, накопичених з джерелами ²²Na i ²²⁸Th (Рис. 2.16),

показують наявність збігів між детекторами ¹⁰⁶CdWO₄ і HPGe за умови, що енергія подій хоча б в одному з HPGe детекторів дорівнює 511 кеВ (енергія анігіляційних гаммаквантів). У той же час, як і треба очікувати, збігів у часі практично немає в даних, накопичених з ¹³⁷Cs. Виміряні дані знаходиться в згоді з розподілами, змодельованими методом Монте-Карло [177] (Рис. 2.16).



Рис. 2.16. Енергетичні спектри ²²Na гамма-джерел (верхній рисунок), ¹³⁷Cs (середній) і ²²⁸Th (нижній рисунок), накопичені з детектором ¹⁰⁶CdWO₄: без будьяких збігів (кружки), і у збігах з подіями 3 енергією 511 кеВ принаймні в одному з детекторів HPGe (хрестики). Дані, змодельовані Монтеметодом Карло, показані суцільними лініями. Ha вставці показано розподіл часів початку імпульсів ¹⁰⁶CdWO₄ детектора відносно сигналів детекторів HPGe 3 енергією 511 кеВ, накопичених з джерелом ²²Na.

Для відділення подій від бета-частинок (гамма-квантів) від альфа-подій, зумовлених забрудненням кристалу ¹⁰⁶CdWO₄ ураном і торієм, був застосований метод середнього часу. Енергетичний спектр β (γ) подій, накопичений за 10 678 годин, показаний на Рис. 2.17. Ці дані підтверджують припущення про забруднення поверхні кристалу ¹⁰⁶CdWO₄ радіоактивним ²⁰⁷Bi [31]. В даному експерименті піки від ²⁰⁷Bi не спостерігаються завдяки очистці поверхні сцинтилятору за допомогою миючого засобу без калію, надчистої азотної кислоти і деіонізованої води. Спектр був описаний за допомогою метода найменших квадратів моделлю, побудованою з різних розподілів, обчислених методом Монте-Карло. Основними компонентами фону є розподіли, що відповідають внутрішньому (в кристалі ¹⁰⁶CdWO₄) і зовнішньому (в деталях експериментальної установки) ⁴⁰К, радіонуклідам торієвого (²³²Th) і уранового (²³⁸U) рядів у кристалі, внеску від зовнішніх γ -квантів від забруднення установки ураном і торієм з їх дочірніми.



Рис. 2.17. Двомірний розподіл значень середнього часу залежно від енергії, накопичений за 571 год з детектором ¹⁰⁶CdWO₄ у низькофоновій установці. Показані області значень середнього часу (1σ), що відповідають гамма-квантам (бета-частинкам) i альфа-частинкам. Події із значеннями середнього часу, що перевищують 10⁴, можуть бути пояснені перекриттям подій (в основному бетарозпадів ^{113m}Cd у кристалі). На вставці показано розподіл значень середнього часу в інтервалі енергій 0.9–1.1 МеВ, який демонструє здатність дискримінації за формою імпульсу між подіями від гамма-квантів (бета-частинок) і альфачастинок.

Енергетичний спектр, накопичений протягом 13 085 годин за допомогою детектора 106 CdWO₄ в антизбігах з детекторами HPGe, в збігах із сигналом щонайменше в одному з детекторів HPGe з енергією E > 200 кеВ, $E = 511 \pm \sigma_{511}$ кеВ, $E = 1160 \pm \sigma_{1160}$ кеВ, представлений на Рис. 2.18 (де σ_{511} і σ_{1160} – енергетична роздільна здатність детекторів HPGe для анігіляційного піку і для гамма-квантів з енергією 1160 кеВ, відповідно). Спектри антизбігів і збігів з енергією в детекторах HPGe E > 200 кеВ (E = 511 кеВ і E = 1160 кеВ) містять 95.5% (99.7%) подій, відібраних за допомогою дискримінації за формою імпульсу. Дані, накопичені за допомогою детектора 106 CdWO₄ в антизбігах з детекторами HPGe, підтвердили припущення про поверхневе забруднення кристалу 106 CdWO₄ радіонуклідом 207 Bi [31]. Піки 207 Bi, спостережені раніше, зникли після очищення сцинтилятора миючим засобом без калію і ультра-чистою азотною кислотою.



Рис. 2.18. Енергетичний спектр, накопичений протягом 13 085 годин за допомогою детектора ¹⁰⁶CdWO₄ в антизбігах з детекторами HPGe («AC»), у збігах із сигналом щонайменше в одному з детекторів HPGe з енергією E > 200 кеВ («CC > 200 keV»), $E = 511 \pm \sigma_{511}$ кеВ («CC 511 keV»), $E = 1160 \pm \sigma_{1160}$ кеВ («CC 1160 keV»). Спектр антизбігів був апроксимований методом найменших квадратів моделлю фону, яка включає радіоактивну забрудненість сцинтиляційного детектора ¹⁰⁶CdWO₄, кріостата, світловода та фотопомножувача. Результат апроксимації показаний на Рис. 2.19.



Рис. 2.19. Енергетичний спектр β (γ) подій, накопичений за 13 085 годин в низькофоновій установці i3 сцинтиляційним кристалом ¹⁰⁶CdWO₄ в режимі антизбігів з детекторами НРСе разом (точки) 3 моделлю фону (суцільна лінія). Показані основні фону: компоненти розподіли від ⁴⁰K. внутрішнього i зовнішнього $(^{232}$ Th)радіонуклідів торієвого i уранового (²³⁸U) рядів у кристалі, внесок від зовнішніх у-квантів від забруднення установки U i Th. Також показано розподіл $0\nu\epsilon\beta^+$ розпаду 106 Cd на основний стан ядра ¹⁰⁶Pd з періодом напіврозпаду $T_{1/2} = 1.5 \times 10^{21}$ років, виключений з довірчою ймовірністю 90%.

Енергетичний спектр, виміряний з детектором 106 CdWO₄ у збігах з подіями з енергією 511 кеВ принаймні в одному з детекторів HPGe, представлений на Рис. 2.20. Модель фону, побудована з розподілів компонент фону (промодельованих методом Монте-Карло) з коефіцієнтами, отриманими з підгонки даних, виміряних в антизбігах з детекторами HPGe (Рис. 2.19), добре відтворює дані, отримані у збігах. Зокрема, загальна швидкість лічби у спектрі збігів (143 відліків в енергетичному інтервалі 50–3000 кеВ), добре узгоджується з моделлю фону, побудованою з використанням даних антизбігів (139 подій).



2.20. Енергетичний спектр Рис. ¹⁰⁶CdWO₄, детектора набраний впродовж 13 085 годин у збігах з подіями з енергією 511 кеВ хоча б в одному з детекторів НРGе (кружки). Модель фону, побудована на основі підгонки даних, накопичених В антизбігах (див. текст), добре дані. Приведені описує також розподіли шуканих ефектів $2\nu\epsilon\beta^+$, $2\nu 2\beta^+$ і $0\nu 2\beta^+$ -розпадів ядра ¹⁰⁶Cd, виключені з довірчою ймовірністю 90% C.L.

Енергетичний спектр, набраний з детекторами HPGe за 13 085 годин, показаний на Puc. 2.21. Швидкість лічби детектора HPGe з встановленим сцинтиляційним детектором 106 CdWO₄ дещо перевищує фонову. Це перевищення (30–170)% (в залежності від енергії), спостережене для піків ²¹⁴Bi i ²¹⁴Pb (дочірні продукти розпаду ²²⁶Ra з сімейства ²³⁸U), може бути пояснене радіоактивним забрудненням кристалу ¹⁰⁶CdWO₄, ФЕП, світловода, деталей високовольтного дільника ФЕП, корпусу сцинтиляційного детектора, а також деяким послабленням пасивного захисту у зв'язку з видаленням його частини для розміщення детектора ¹⁰⁶CdWO₄.



Рис. 2.21. Енергетичний набраний спектр, 3 детекторами **HPGe** за 13 085 годин (неперервна гістограма), i фон, набраний за 4102 годин (верхній рисунок, точки). Енергії гамма-квантів дані в кеВ. Ці ж спектри в енергетичних інтервалах 200-400 кеВ і 450-650 кеВ (середній i нижній рисунок, відповідно).

В даних, виміряних з детектором 106 CdWO₄, немає ніяких особливостей, які можна було б приписати процесам подвійного бета-розпаду ядра 106 Cd. Тому ми можемо встановити тільки обмеження на періоди напіврозпаду 106 Cd відносно шуканих процесів за допомогою наступної формули:

$$\lim T_{1/2} = N \times \varepsilon \times t \times \ln 2 / \lim S, \qquad (2.1)$$

де N – кількість ядер ¹⁰⁶Cd в кристалі ¹⁰⁶CdWO₄ (2.42 × 10²³), ε – ефективність реєстрації ефекту, t – час вимірювань, і lim S – кількість подій шуканого ефекту, які можна відкинути з певним рівнем довірчої ймовірності.

Для оцінки величини lim *S* був виконаний аналіз різних даних, як у режимі збігів, так і в антизбігах, а також даних, набраних за допомогою детектора HPGe. Наприклад, щоб оцінити обмеження на період напіврозпаду відносно $0\nu\epsilon\beta^+$ розпаду ¹⁰⁶Cd на основний стан ядра ¹⁰⁶Pd, спектр у антизбігах був апроксимований моделлю фону плюс модель шуканого ефекту. Підгонка в інтервалі 1000–1320 кеВ дала кількість подій ефекту 27 ± 49 подій, які не дають вказівки на наявність ефекту, а отже, з урахуванням рекомендацій роботи [178] ми маємо взяти lim S = 107 відліків, які можна відкинути з довірчою ймовірністю 90%. Беручи до уваги ефективність реєстрації ефекту в інтервалі підгонки (отриману з моделювання методом Монте-Карло, 69,3%), а також ефективність дискримінації за формою імпульсу, щоб вибрати події від гамма-квантів і бета-частинок (95.5%), отримаємо обмеження на період напіврозпаду $T_{1/2} > 1.5 \times 10^{21}$ років (тут і надалі усі обмеження наведені з довірчою ймовірністю 90%). Отримане обмеження дещо нижче за опубліковане раніше в нашому експерименті [31], що можна пояснити нижчою енергетичною роздільною здатністю детектора і вищим фоном у даних вимірювань у режимі антизбігів.

Фон детектора значно нижчий у збігах з подіями у детекторах HPGe, як це видно на Puc. 2.22. Тому пошук подвійного бета-розпаду здійснювався шляхом аналізу даних, де співвідношення «ефективність реєстрації, поділена на корінь квадратний від кількості подій у спектрі», було найбільшим. Зокрема, таким чином було отримане обмеження на двонейтринне поглинання електрона з емісією позитрона з аналізу даних, отриманих у збігах з енергією 511 кеВ принаймні в одному з 4 германієвих детекторів:

$$T_{1/2}^{2\nu\epsilon\beta+} \ge 1.1 \times 10^{22}$$

Обмеження на процеси з випромінювання гамма-квантів іншої енергій (не 511 кеВ) були отримані з аналізу спектрів збігів з відповідною енергією хоча б в одному з 4 гаммадетекторів. Наприклад, обмеження на період напіврозпаду відносно двонейтринного подвійного поглинання електронів на збуджений рівень ¹⁰⁶Pd з енергією 1128 кеВ було отримане з аналізу даних детектора ¹⁰⁶CdWO₄ у збігу з подіями у детекторі з енергією 616 кеВ (див. Рис. 2.22).



Рис. 2.22. Енергетичний спектр детектора ¹⁰⁶CdWO₄ у збігу з подіями у детекторі енергією 616 3 кеВ (заповнена гістограма), набраними за 13 085 годин. Показані виключені розподіли 2v2ε- і 0v2εрозпадів ¹⁰⁶Сd на збуджений стан 1128 кеВ ядра ¹⁰⁶Рd v подіями збігах 3 y детекторах HPGe з енергією 616 кеВ.

Обмеження на періоди напіврозпаду для процесів 2β -розпаду ядра ¹⁰⁶Cd на основний стан (g. s.) та збуджені рівні ядра ¹⁰⁶Pd були отримані у подібний спосіб. Ми також оцінили обмеження на резонансний 0v2є-перехід на збуджені рівні з енергіями 2718 кеВ і 2748 кеВ (2,3)⁻ ядра ¹⁰⁶Pd. Результати експерименту представлені у Таблиці 2.6.

Таблиця 2.6. Період напіврозпаду ядра ¹⁰⁶Cd відносно різних мод та каналів подвійного бета-розпаду (обмеження наведені з довірчою ймовірністю 90% С.L.). Наведені експериментальні дані (АС – антизбіги, СС – збіги при певній енергії в HPGe, HPGe), які були використані для отримання обмежень. Експериментальні результати порівнюються з теоретичними оцінками.

Канал розпаду, рівень	Обмеження на <i>T</i> _{1/2} (ре	жів) з довірчою ймовірністю 90%	
106 Pd (keB)	Дана робота (дані)	Кращий попередній результат	
$2\epsilon 2\nu$ g.s.		$\geq 4.2 \times 10^{20} [179]$	
$2v2\epsilon 2^+ 512$	$\geq 9.9 \times 10^{20} (\text{CC 512})$	$\geq 1.2 \times 10^{20} [179]$	
2ν2ε 2 ⁺ 1128	$\geq 5.5 \times 10^{20}$ (CC 616)	$\geq 4.1 \times 10^{20} [31]$	
$2v2\epsilon 0^+ 1134$	$\geq 1.0 \times 10^{21}$ (CC 616)	$\geq 1.7 \times 10^{20} [31]$	
$2v2\epsilon 2^+ 1562$	$\geq 7.4 \times 10^{20} \text{ (CC 1050)}$	$\geq 5.1 \times 10^{19} [31]$	
$2v2\epsilon 0^+ 1706$	$\geq 7.1 \times 10^{20}$ (CC 1194)	$\geq 1.1 \times 10^{20} [31]$	
$2v2\epsilon 0^+ 2001$	$\geq 9.7 \times 10^{20}$ (CC 873)	$\geq 2.9 \times 10^{20} [31]$	
$2v2\epsilon 0^+ 2278$	$\geq 1.0 \times 10^{21}$ (CC 1766)	$\geq 1.6 \times 10^{20} [31]$	
0v2K, g.s.	\geq 4.2 × 10 ²⁰ (HPGe)	$\geq 1.0 \times 10^{21} [31]$	
0vLK, g.s.	$\geq 1.3 \times 10^{21}$ (HPGe)	$\geq 1.0 \times 10^{21} [31]$	
0v2L, g.s.	$\geq 5.4 \times 10^{20}$ (HPGe)	$\geq 1.0 \times 10^{21} [31]$	
0ν2ε, 2 ⁺ 512	$\geq 3.9 \times 10^{20} (\text{CC 512})$	$\geq 5.1 \times 10^{20} [31]$	
0ν2ε, 2 ⁺ 1128	$\geq 5.1 \times 10^{20} (\text{CC 616})$	$\geq 3.1 \times 10^{20} [31]$	
0ν2ε, 0 ⁺ 1134	$\geq 1.1 \times 10^{21} (\text{CC 622})$	$\geq 3.5 \times 10^{20} [31]$	
0ν2ε 2 ⁺ 1562	$\geq 7.3 \times 10^{20}$ (CC 1050)	$\geq 3.5 \times 10^{20} [31]$	
$0v2\epsilon 0^+ 1706$	$\geq 1.0 \times 10^{21}$ (CC 1194)	$\geq 2.5 \times 10^{20} [31]$	
$0v2\epsilon 0^{+} 2001$	$\geq 1.2 \times 10^{21} \text{ (CC 873)}$	$\geq 2.3 \times 10^{20} [31]$	
$0v2\epsilon 0^+ 2278$	$\geq 8.6 \times 10^{20}$ (CC 1766)	$\geq 2.1 \times 10^{20} [31]$	
Res. 0v2ɛ, 2718	$\geq 1.1 \times 10^{21} (\text{CC 1160})$	$\geq 4.3 \times 10^{20} [31]$	
Res. 0ν2ε, 2741 4 ⁺	$\geq 8.5 \times 10^{19} \text{ (HPGe)}$	$\geq 9.5 \times 10^{20} [31]$	
Res. 0v2ɛ, 2748 (2,3) ⁻	$\geq 1.4 \times 10^{21}$ (CC 2236)	$\geq 4.3 \times 10^{20} [31]$	
$2\nu\epsilon\beta^+$, g.s.	$\geq 1.1 \times 10^{21} \text{ (CC 511)}$	$\geq 4.1 \times 10^{20} [180]$	
$2\nu\epsilon\beta^+, 2^+ 512$	$\geq 1.3 \times 10^{21} \text{ (CC 511)}$	$\geq 2.6 \times 10^{20} [180]$	
$2\nu\epsilon\beta^+, 2^+ 1128$	$\geq 1.0 \times 10^{21} \text{ (CC 511)}$	$\geq 3.1 \times 10^{20} [31]$	
$2\nu\epsilon\beta^+, 0^+ 1134$	$\geq 1.4 \times 10^{21} (\text{CC 612})$	$\geq 2.6 \times 10^{20} [31]$	
$0\nu\epsilon\beta^+$, g.s.	$\geq 1.5 \times 10^{21} (\mathrm{AC})$	$\geq 2.2 \times 10^{21} [31]$	
$0\nu\epsilon\beta^+, 2^+ 512$	$\geq 1.9 \times 10^{21} (\text{CC 511})$	$\geq 1.3 \times 10^{21} [31]$	
0νεβ ⁺ , 2 ⁺ 1128	$\geq 1.3 \times 10^{21} (\text{CC 511})$	$\geq 5.7 \times 10^{20} [31]$	
$0\nu\epsilon\beta^+, 0^+ 1134$	$\geq 1.9 \times 10^{21} (\text{CC 612})$	$\geq 5.0 \times 10^{20} [31]$	
$2\nu 2\beta^+$, g.s.	$\geq 2.3 \times 10^{21} (\text{CC 511})$	$\geq 4.3 \times 10^{20} [31]$	
$2\nu 2\beta^+, 2^+ 511$	$\geq 2.5 \times 10^{21} (\text{CC 511})$	$\geq 5.1 \times 10^{20} [31]$	
$0\nu 2\beta^+$, g.s.	$\geq 3.0 \times 10^{21} \text{ (CC 511)}$	$\geq 1.2 \times 10^{21} [31]$	
$0\nu 2\beta^+, 2^+ 511$	$\geq 2.5 \times 10^{21} \text{ (CC 511)}$	$\geq 1.2 \times 10^{21} [31]$	

До деяких мод подвійного бета-розпаду ядра найбільш чутливим виявився 4-кристальний детектор HPGe. Так, краще обмеження на резонансне подвійне електронне поглинання на рівень 2741 кеВ 4^+ було виведено з аналізу спектру напівпровідникових детекторів. Таким же чином отримані обмеження на процеси безнейтринного подвійного поглинання електронів з K, L та обох (K+L) оболонок дочірнього атому (ділянки спектру, виміряного з германієвими детекторами, де проводився аналіз даних, показані на Рис. 2.23). Усі отримані обмеження приведені в Таблиці 2.6, де для порівняння наведені також результати попередніх експериментів (головним чином, експерименту з цим же сцинтиляційним кристалом [31]).



Рис. 2.23. Частина енергетичного спектру, накопиченого детектором HPGe. Показані виключені піки, очікувані в процесах 0v2К-, 0vLК- і 0v2L-розпаду ¹⁰⁶Сd на основний стан ¹⁰⁶Рd. очікуваних у-піків Енергії наведені в кеВ.

Експеримент для пошуку подвійного бета-розпаду ¹⁰⁶Cd за допомогою сцинтиляційного кристалу вольфрамату кадмію, виготовленого із кадмію, збагаченого до 66% ізотопом ¹⁰⁶Cd, у режимі збігів з 4-кристальним детектором HPGe, продовжується у підземній лабораторії Гран-Сассо (Італія). Чутливість експерименту до різних мод і каналів подвійного бета-розпаду ядра ¹⁰⁶Cd після 10 678 годин вимірювань даних знаходиться на рівні lim $T_{1/2} \sim 10^{19} - 10^{21}$ років. Зокрема, чутливість до процесу двонейтринного електронного поглинання з випромінюванням позитрону $T_{1/2}^{2ve\beta+} \ge 1.3 \times 10^{21}$ досягла рівня деяких теоретичних передбачень [181].

З метою підвищення чутливості експерименту готується нова установка, у якій сцинтиляційний кристал 106 CdWO₄ буде накопичувати дані у збігах (антизбігах) з двома сцинтиляційними детекторами вольфрамату кадмію у близькій геометрії, що має збільшити ефективність до процесів з вильотом гамма-квантів у кілька разів. Ми також очікуємо зниження фону, оскільки радіоактивна забрудненість кріостату і (або) захисту установки з напівпровідниковими детекторами виявилась вищою за радіоактивну забрудненість сцинтиляційної установки. Схема експерименту, який зараз іде у лабораторії Гран Сассо, показана на Рис. 2.24.



Рис. 2.24. Схема установки із сцинтиляційним кристалом ¹⁰⁶CdWO₄ у збігах (антизбігах) з двома сцинтиляційними детекторами вольфрамату кадмію (CWO) у близькій геометрії. «PWO» позначений світловод із вольфрамату свинцю, «ФЕП» – фотоелектронні помножувачі.

2.2.2. Дослідження 2β-розпаду¹¹⁶Cd із сцинтиляторами¹¹⁶CdWO

Ізотоп ¹¹⁶Cd є одним з найбільш перспективних для досліджень подвійного бетарозпаду (2β) з огляду на сприятливі теоретичні передбачення та можливості експериментальних досліджень (високі енергія розпаду $Q_{2\beta} = 2813.5(13)$ кеВ та ізотопна розповсюдженість 7.49%). Дослідження подвійного бета-розпаду ядра ¹¹⁶Cd були також виконані сцинтиляційним методом за допомогою сцинтиляторів вольфрамату кадмію із збагаченого ізотопу кадмію 116 (¹¹⁶CdWO₄) кристалічних сцинтилятора з загальною масою 1.162 кг, встановлених у низько фонову установку DAMA / R&D у підземній лабораторії Гран Сассо (Італія). Аналіз даних експерименту триває і тут ми обмежимося лише коротким звітом про результати експерименту.

Установка кілька разів перероблювалась для досягнення якомога нижчого фону. В останній конструкції установки сцинтилятори ¹¹⁶CdWO₄ поміщені у тефлонові контейнери наповнені рідким сцинтилятором (див. Рис. 2.25). Сцинтилятори проглядаються низько радіоактивними ФЕП (Hamamatsu R6233MOD) через світловоди із надчистого кварцу КУ-1 довжиною 40 см для зменшення фону від гамма-квантів, що випромінюються радіонуклідами, що містяться в ФЕП як радіоактивне забруднення, головним чином скла: ⁴⁰K, а також ²³²Th ²³⁸U і їх дочірніх. Пасивний захист установки являв собою екрани з міді (15 см), свинцю (15 см), кадмію (1,5 мм) і парафіну (від 4 до 10 см). Вся система розташована також у боксі з органічного скла, що продувався азотом для видалення радону. Система реєстрації на основі оцифровувача (1 GSs 8 біт, Acqiris DC270)

записувала час і профіль імпульсів. Енергетична роздільна здатність детектора для гаммаквантів з енергією 2615 keV джерела²⁰⁸Tl становила близько 5 % (ПШПВ).



Рис. 2.25. Сцинтилятори ¹¹⁶CdWO₄ поміщені у тефлонові контейнери, які наповнюються рідким сцинтилятором (ліве фото). Сцинтилятори проглядаються низько радіоактивними ФЕП через світловоди із надчистого кварцу (праве фото).

В результаті вдосконалена фон детектору в районі досліджуваного ефекту 2.7–2.9 МеВ знизився до 0.11 відліків/(рік×кг×кеВ). Енергетичний спектр виміряний із сцинтиляційним детектором з кристалами ¹¹⁶CdWO₄ у низькофоновій установці показаний на Рис. 2.26. При енергіях більше 1.5 МеВ швидкість лічби детектора визначається, головним чином, двонейтринним подвійним бета-розпадом ¹¹⁶Cd.



З цих даних було отримано значення періоду напіврозпаду ядра ¹¹⁶Cd відносно двонейтринного подвійного бета-розпаду:

 $T_{1/2} = 2.62 \pm 0.02$ (стат.) ± 0.14 (сист.) $\times 10^{19}$ років.

Систематична похибка визначається, головним чином, внеском від радіоактивної забрудненості кристалів ²³⁸U, зокрема дочірнім радіонуклідом ^{234m}Pa, бета-спектр якого дуже схожий на спектр двонейтринного подвійного бета-розпаду ядра ¹¹⁶Cd.

Спектр в області безнейтринної моди розпаду показано на Рис. 2.27. Цей спектр отримано з додаванням даних вимірювань з високим рівнем фону в області двонейтринної

моди розпаду, але з низьким фоном в області безнейтринного подвійного бета-розпаду ¹¹⁶Cd.



Рис. 2.27. Енергетичний спектр бета- та гамма-подій відібраних методом оптимального фільтра 3 даних 20711 годин накопичених за 3 ¹¹⁶CdWO₄. детектором Показано компоненти фону: двонейтринний подвійний бета-розлад ¹¹⁶Cd, фон від зовнішніх гамма-квантів, внески від забруднення кристалів торієм і ^{110т}Ад космогенного походження.

З аналізу даних представлених на Рис. 2.27 встановлено нове обмеження на період напіврозпаду ядра ¹¹⁶Cd відносно безнейтринного подвійного бета-розпаду на основного стан ядра ¹¹⁶Sn як $T_{1/2} > 1.9 \times 10^{23}$ років з довірчою ймовірністю 90%, що відповідає обмеженню на ефективну масу нейтрино Майорани $\langle m_v \rangle < (1.2-1.8)$ eB.

Для інших мод подвійного бета-розпаду ¹¹⁶Cd отримано обмеження на рівні $T_{1/2} > 10^{21} - 10^{22}$ років, більшість із яких перевищують раніше встановлені обмеження. Наразі аналіз даних експерименту триває і його остаточні результати планується опублікувати у 2018 році. Експеримент є найбільш чутливим дослідженням подвійного бета-розпаду ядра ¹¹⁶Cd.

2.3. Нові обмеження на процеси подвійного бета-розпаду ядер ⁴⁰Ca і ¹⁸⁰W з кріогенним сцинтиляційними болометрами CaWO₄

Пошук подвійного бета-розпаду ядер ⁴⁰Ca і ¹⁸⁰W був виконаний шляхом аналізу даних експерименту CRESST використовує сцинтиляційні кристали вольфрамату кадмію (CaWO₄) при низькій температурі для пошуку взаємодій темної матерії [182]. Це дає можливість шукати подвійний бета-розпад кальцію і вольфраму, зокрема ⁴⁰Ca і ¹⁸⁰W. В ядрі ¹⁸⁰W можливий подвійний електронний захват з відносно великою теоретично оціненою вірогідністю 3×10^{22} - 4×10^{27} років [183].

В експерименті CRESST сцинтиляційні кристали працюють при температурі близько 15 мК. Детальний опис експериментальної установки даний у роботі [184], тут ми дамо лише основні аспекти роботи низькофонових низькотемпературних сцинтиляційних болометричних детекторів. Принцип дії сцинтиляційного болометра показано на Рис. 2.28.



2.28. Рис. Принцип дії сцинтиляційного низькотемпературного болометра. Один 3 вольфрамових термометрів (W-TES) вимірює зміну температури кристалу CaWO₄ в результаті захоплення кінетичної енергії частинки, інший вимірює енергію сцинтиляційних сигналів. поглинутих поглиначі v світлових фотонів (SOS absorber).

Теплові сигнали знімаються з кристалів за допомогою вольфрамових плівок напилених на поверхню кристалів і працюючих як термометри у вузькому інтервалі температур між станом провідності і надпровідним. Навіть незначна зміна температури кристалу у випадку захоплення енергії частинок приводить до суттєвої зміни опору вольфрамової плівки, що дозволяє вимірювати поглинуту енергію частинок. Завдяки вимірюванням іншим болометром повної енергії сцинтиляційних фотонів, що на нього потрапляють, вдається розділяти сигнали від ядер віддачі (які можуть виникати у випадку взаємодії частинок темної матерії і для яких сцинтиляційна ефективність як правило нижча у більшості сцинтиляторів) і від електронів (гамма та рентгенівських квантів), що є фоном у пошуках темної матерії (див. Рис. 2.29). У той же час, з огляду на пошук подвійного бета-розпаду, нас цікавить якраз сигнали від гамма- та рентгенівських квантів, які можуть випромінюватися у процесах подвійного електронного захоплення.



Рис. 2.29. Приклад розділення сигналів від електронів (гамма- та рентгенівських квантів, верхня група подій) і ядер віддачі (нижня група подій отримана в результаті калібровки із джерелом нейтронів)

Для зменшення радіоактивного фону кристали і деталі установки виготовлені з радіоактивно чистих речовин, оточені шарами пасивного захисту (схема експериментальної установки показана на Рис. 2.30), а сам експеримент ведеться у підземній лабораторії Гран Сассо.



Рис. 2.30. Схема експериментальної установки CRESST.

0 mm 500 mm 1000 mm

Енергетичний спектр фону одного з детекторів CaWO₄ показаний на Рис. 2.31. Видимі у спектрі гамма-піки походять від зовнішньої радіоактивності та космогенної активації кристалів та деталей детектора. У спектрі не видно особливостей, які можна було б інтерпретувати як подвійне електронне захоплення в ядрах ⁴⁰Ca чи ¹⁸⁰W (з огляду на пошуки безнейтринних резонансних процесів, нас цікавить ¹⁸⁰W), тому ми можемо встановити обмеження на шуканий ефект, використовуючи формулу 2.4.



Рис. 2.31. (а) Енергетичний спектр фону одного з детекторів CaWO₄. Видимі у спектрі гамма-піки походять від зовнішньої радіоактивності. (b) Низькоенергетична частина спектру.

Обмеження на площу піку ефекту подвійного електронного поглинання у ядрі 40 Са було отримане з підгонки спектрів функціями, які описують фон (поліном першого ступеню) і ефект (функція Гауса з шириною, яка визначається енергетичною роздільною здатністю детектора) як це показано на Рис. 2.32. В результаті підгонки отримано такі обмеження на період напіврозпаду ядра 40 Са відносно безнейтринного подвійного електронного поглинання:

$$T_{1/2}^{2\nu 2 \mathrm{EC}} \ge 7.96 \times 10^{21}$$
 років.
 $T_{1/2}^{0\nu 2 \mathrm{EC}} \ge 1.4 \times 10^{22}$ років.



Рис. 2.32. Результати підгонки енергетичного спектру виміряного детектором CaWO₄ сумою функцій. які описують фон і шуканий ефект (функція Гауса) двонейтринного подвійного *К*-захоплення (с) і безнейтринного подвійного електронного захоплення у ядрі ⁴⁰Са (d). Зафарбована область, де може бути ефект з довірчою вірогідністю 68%.

Таким же чином були апроксимовані дані в області енергій, де очікується ефект від безнейтринного подвійного електронного захоплення у ядрі ¹⁸⁰W (див. Рис. 2.33).



Рис. 2.33. Результати підгонки енергетичного спектру виміряного детектором CaWO₄ сумою функцій. які описують фон і шуканий ефект (функція Гауса) двонейтринного подвійного *К*-захоплення (с) і безнейтринного подвійного електронного захоплення у ядрі ¹⁸⁰W (d). Зафарбована область, де може бути ефект з довірчою вірогідністю 68%.

В результаті підгонки отримано таке обмеження на період напіврозпаду ядра ¹⁸⁰W відносно двонейтринного і безнейтринного подвійного електронного захоплення:

$$T_{1/2}^{2\nu 2EC} \ge 3.1 \times 10^{19}$$
 років,
 $T_{1/2}^{0\nu 2EC} \ge 8.1 \times 10^{18}$ років.

Ці обмеження вищі за попередні результати, отримані в експерименті [46] за допомогою сцинтиляційних детекторів з кристалами, наприклад, вольфрамату цинку, радіоактивна забрудненість яких дуже низька [58]. Зрозуміло, що чутливість експерименту обмежена, у першу чергу, низькою концентрацією ізотопу вольфраму 180 у природній суміші ізотопів вольфраму.

Таким чином, аналіз даних експерименту CRESST, який використовує сцинтилятори вольфрамату кадмію як низькотемпературні сцинтиляційні болометри для пошуку темної матерії, дозволив виконати пошук процесів безнейтринного подвійного електронного захоплення у ядрах ⁴⁰Ca і ¹⁸⁰W з новою чутливістю lim $T_{1/2} \sim 10^{19} - 10^{22}$ років. Ця порівняно висока чутливість досягнута завдяки високій енергетичній здатності низькотемпературних детекторів. З цього можна зробити висновок, що у випадку застосування сцинтиляторів вольфрамату цинку (більш радіоактивно чистих) як низькотемпературних болометрів, можна було б збільшити чутливість експерименту до 2є-розпаду у ядрі ¹⁸⁰W. Подальше підвищення чутливості може бути досягнуте за рахунок використання збагаченого ізотопу для росту кристалів, збільшення маси детектора, зниження рівня фону, викликаного радіоактивною забрудненістю деталей установки.

2.4. Дослідження подвійного бета-розпаду атомних ядер в експерименті NEMO-3

2.4.1. Подвійний бета-розпад ядра ¹⁰⁰Мо

Дослідження подвійного бета-розпаду кількох атомних ядер були виконані на установці NEMO-3, розміщеній у підземній лабораторії Модан у Франції. Детектор NEMO-3 [185] був розроблений і споруджений для пошуку подвійного β-розпаду ізотопів ⁴⁸Ca, ⁸²Se, ⁹⁶Zr, ¹⁰⁰Mo, ¹³⁰Te, ¹⁵⁰Nd шляхом реконструкції повної топології подій (Рис. 2.34). Детектор функціонував з лютого 2003 року по січень 2011 року у підземній лабораторії Модан у Франції. Головною задачею проекту був пошук безнейтринного подвійного бетарозпаду ядра ¹⁰⁰Mo (маса цього ізотопу становила 6.914 кг). Важливою перевагою ¹⁰⁰Mo є велика енергія розпаду *Q*_{BB} = 3034.40 ± 0.17 кеВ.



Рис. 2.34. Схематичний вигляд низькофонової установки NEMO-3. Показані фольги 2β активних джерел, трековий об'єм, калориметр із сцинтиляційних блоків і фотоелектронних помножувачів, пасивний захист.

Детектор здатен вимірювати просторові характеристики і енергію двох електронів, які випромінюються у подвійному бета-розпаді, як це показано на Рис. 2.35. Детектор NEMO-3 складався із 20 секторів, розташованих в циліндричній геометрії, що містили тонкі (40-60 мг/см²) фольги джерел ізотопів. Джерело ¹⁰⁰Мо являло собою металеві фольги або порошок, прикріплений органічним клеєм до майларових смужок. Збагачений ізотоп ¹⁰⁰Мо був глибоко очищений фізичними і хімічними методами. Фольги були закріплені між двома газовими детекторами, що складалися з 6180 дрейфових комірок, що функціонували в режимі лічильника Гейгера, що дозволило реконструювати треки заряджених частинок. Для вимірювання енергії подій і часу реєстрації використовувались великі блоки пластмасового сцинтилятору (усього було встановлено 1940 блоків) з приєднаними до них низькорадіоактивними фотоелектронними помножувачами (ФЕП) діаметром 3 і 5 дюймів. В детекторі було магнітне поле, яке використовувалося для ідентифікації треків електронів (щоб розрізнити останні від позитронів). Детектор був здатний ідентифікувати події від електронів і альфа-частинок з каскаду розпадів ²¹⁴Ві-²¹⁴Ро. Калориметр вимірював енергію і час прибуття частинок. Для електронів з енергією 1 MeB часова роздільна здатність складала σ ≈ 250 пс, а енергетична роздільна здатність становила (в залежності від блоку) FWHM = $(14-17)\% \sqrt{E}$, де енергія *E* виражена в MeB. Відгук детектора до сумарної енергії двох електронів 0vββ-розпаду являє собою пік з шириною, що визначається енергетичною роздільною здатністю детектора, а також втратами енергії у джерелі (фользі) та у газі детектора. Останній ефект призводить до появи неперервного розподілу при енергіях, менших за $Q_{\beta\beta}$. Ширина піка на половині висоти на енергії ββ-розпаду ¹⁰⁰Mo становить 350 кеB. Детектор захищений від зовнішніх гамма-променів шаром заліза (19 см) з низькою активністю і води з борною кислотою (30 см), щоб зменшити потік нейтронів. Для зменшення впливу радону, який присутній у повітрі, восени 2004 року в лабораторії Модан був встановлений спеціальний пристрій для зменшення активності радону у повітрі, що оточує детектор.



2.35. Поперечний Рис. ВИД реконструйованої події подвійного бета-розпаду ¹⁰⁰Мо. Траєкторії реконструюються, електронів починаючи з точки вильоту в джерелі, магнітне поле дозволяє відрізняти електрони від позитродетектори нів, сцинтиляційні дозволяють виміряти енергію електронів.

Енергетична калібровка детектора виконувалась періодично за допомогою конверсійних електронів джерел ²⁰⁷Ві (482 кеВ і 976 кеВ), які вводились всередину через спеціально прокладені трубки. Завдяки цим калібровкам енергетична шкала для 99% сцинтиляційних детекторів впродовж усього експерименту відома з точністю вищою за 2%. Саме ці детектори були взяті до уваги для побудови енергетичних спектрів, використаних для дослідження двонейтринної моди і пошуку безнейтринного подвійного бета-розпаду ядра ¹⁰⁰Мо.

Енергетичний поріг калориметра становить ≈ 0.2 MeB. Ефективність реєстрації подій 0v $\beta\beta$ -розпаду¹⁰⁰Mo, коли обидва треки електронів, що вилетіли з джерела, надійно зареєстровані, становить 11.3%. Одним з найбільш суттєвих джерел фону в експерименті є двонейтринний подвійний бета-розпад¹⁰⁰Mo з періодом напіврозпаду $T_{1/2} = (6.93 \pm 0.04) \times 10^{18}$ років через низьку енергетичну роздільну здатність калориметра. Крім того, у фон також дають внесок радіоактивна забрудненість збагаченого молібдену, залишковий радон, забрудненість ФЕП та інших деталей установки. Модель фону була побудована на основі ретельного аналізу даних і моделювання компонент фону методом Монте-Карло за допомогою генератора подій, розробленого в ІЯД НАНУ. Цей аналіз дозволив визначити внесок усіх основних джерел фону і оцінити величину ефекту, яку можна відкинути з заданим рівнем довірчої ймовірності. Для моделювання $\beta\beta$ -ефектів та радіоактивних забруднень від різних компонент NEMO-3 детектора за допомогою пакета GEANT3, було детально описано геометрію установки, також із великим вкладом ІЯД НАНУ. Для цього використовувались інженерні креслення установки в пакеті EUCLID. Опис геометрії (1940 сцинтиляційних блоків і відповідних ФЕП, 100000 дротиків і фольг з 2β активними ізотопами) займає більше п'яти тисяч рядків.

Вимірювання на детекторі проводились впродовж 2003–2011 років. Загальна експозиція вимірювань із ізотопом ¹⁰⁰Мо становить 34.3 кг × років. За допомогою лазерних сигналів енергетична шкала детектора неперервно коригувалась, як це показано на Рис. 2.36.



Рис. 2.36. Енергетичні спектри електронів від радіоактивної забрудненості ²¹⁴Ві до (Before laser survey) і після (After laser survey) лазерної корекції підсилення спектрометра. Видно, що деякі високоенергетичні події насправді мали меншу енергію, і після корекції підсилення спектрометра вони перемістилися в область менших енергій.

Очікуваний час прольоту частинок у детекторі розраховувався, припускаючи дві різні гіпотези: проліт електрона через установку (гіпотеза про перетин детектора зовнішнім електроном) і внутрішня гіпотеза, що відповідає двом електронам, які вилетіли з фольги одночасно з однієї вершини на фользі (події 2β-розпаду). Розрахунковий час прольоту також враховує довжину треків і втрати енергії в детекторі відстеження. Щоб правильно врахувати невизначеності часових вимірювань, ми обчислюємо окремі ймовірності для внутрішніх дво-електронних подій (P_{int}) і зовнішніх пролітних одноелектронних події (Pext). Для відбору подій від подвійного бета-розпаду були застосовані цілий ряд критеріїв відбору. Головні з них такі: вимагалось, щоб подія була двоелектронна (див. попередній параграф), щоб були наявні сигнали як у гейгерівских комірках, так і сцинтиляційних детекторах, енергія кожного електрона мала перевищувати 200 кеВ, кривизна треку мала бути відповідною електрону (для відкидання позитронів), сигнал мав бути від фотопомножувача, який стабільно працює (згідно з даними лазерної корекції підсилення спектрометричного тракту). Відповідно для кожного критерію обраховувалась за допомогою Монте-Карло моделювання відповідна втрата ефективності через можливе помилкове відкидання корисних сигналів.

Навіть після такого ретельного відбору, в даних залишаються фонові події, які неможливо відкинути. Вони можуть бути спричинені різними причинами, як показано на Рис. 2.37.



Рис. 2.37. Схематичне зображення різних компонентів фону, які імітують події двох електронів від 2β-розпаду: зовнішній фон від зовнішнього гамма-випромінювання (верхній рисунок); фон від розпадів ²¹⁴Ві і ²⁰⁸Tl у фользі джерела (середній рисунок); подія від забруднення детектора радоном (нижній рисунок).

Відгук детектора до шуканого ефекту подвійного бета-розпаду і фонових ефектів необхідно моделювати методами Монте-Карло. Генератор подій є однією із необхідних складових для вирішення цієї задачі (іншими складовими є описання геометрії установки з активними і пасивними елементами та описання процесів взаємодії різних частинок із матеріалами установки). Генератор подій DECAY0 [186, 187] генерує методом Монте Карло початкову кінематику частинок, які вилітають в процесі α-, β- або 2β-розпаду: скільки і які саме частинки були випромінені, час випромінення, їх енергії та напрямки руху. DECAY0 описує ВВ-розпади близько 40 ВВ-кандидатів (найбільш цікавих із 69 можливих) на основний стан та декілька збуджених рівнів дочірніх ядер для 18 різних можливих мод розпаду (ненульова маса нейтрино, праві токи, різні майорони, 2n та N^{*} механізми). Для одиночних α- та β-розпадів, що можуть імітувати ββ-розпад (а отже, повинні бути враховані при описанні зібраних експериментальних даних), в DECAYO закладено близько 60 різних нуклідів з детальним описом схем розпаду [161, 188] з врахуванням переходів на основний стан та до 48 збуджених рівнів з послідуючою їх розрядкою (до 166 різних переходів). При розрядці збуджених рівнів для кожного переходу береться до уваги можливість випромінення у-кванту, або конверсійного електрону, або конверсійної e^+e^- пари. DECAYO дає можливість використання деяких спеціальних подій, наприклад з вильотом 38 частинок із списку GEANT 3 (електронів, нейтрино, нейтронів, у-квантів, мюонів та ін.) в якомусь діапазоні енергій і напрямків руху, α- та β-розпадів з необхідними значеннями Q та Z, та ін. Програма DECAYO написана на Фортрані та складається на даний час із близько 16 000 операторів. Протягом

цього року до програми додано можливості (1) генерування початкової кінематики в безнейтринному 4-бета розпаді [189] та (2) генерування подій 2-бета розпаду з порушенням Лоренц-інваріантності [190].

Усі компоненти фону необхідно промоделювати, щоб побудувати модель фону для правильної оцінки величини ефекту від подвійного бета-розпаду. Аналіз фону також важливий для його зменшення у детекторі наступного покоління SuperNEMO. На Рис. 2.38 показано моделі основних компонент фону, отриманих методом Монте-Карло за допомогою програмних пакетів GEANT. Видно, що моделі добре узгоджуються з даними вимірювань.



Рис. 2.38. Результат підгонки зовнішнього фону в даних, що відповідають загальній експозиції для ізотопу ¹⁰⁰Мо 34.3 кг × рік, для електрона з енергією зовнішніх (γ ,e⁻)-подій [рисунки (a) і (c)], для енергії подій з електроном, який пересікає установку [(b) і (d)]. Розподіли показані окремо для етапів I [(a) і (b)] і II [(c) і (d)]. Розподіл SK K40 відповідає домішкам ⁴⁰К всередині сцинтиляторів. Нижні панелі показують різницю між даними і очікуваним фоном, нормованими до помилки розподілу Пуассона (без урахування даних, де немає відліків).

Фон в області високих енергій також описується за допомогою події від зовнішніх нейтронів, подій $2v2\beta$ -розпаду та інших джерел (Рис. 2.39).



Рис. 2.39. Розподіл повної енергії двох електрон-позитронних пар, що були випромінені з фольги ¹⁰⁰Мо. Дані порівнюються з очікуваним фоном від зовнішніх нейтронів, подій 2ν2β-розпаду та інших джерел фону.

Одним з найбільш суттєвих джерел фону в детекторі були події від радону всередині детектора (головним чином, газового гейгерівського об'єму). Такі події можна було відслідковувати по розпадам дочірніх продуктів радону: ланцюжків розпадів 214 Bi $^{-214}$ Po. На Рис. 2.40 показані результати вимірювань часових характеристик подій від таких розпадів, які дуже добре узгоджуються з табличними даними про ці розпади. Усі ці результати підтверджують можливість побудови достовірної моделі фону детектора, що має велике значення для оцінки величини ефектів подвійного бета-розпаду, або для оцінки обмежень на ефекти подвійного бета-розпаду, які не спостерігаються в експерименті.



Рис. 2.40. Розподіл часу запізнілих альфа-треків, виміряна для 214Ві–214Ро розпадів всередині детектора для Фази I [(a) і (b)] і Фази II [(c) і (d)] для випадку одного затриманого сигналу від лічильників Гейгера [(a) і (c)] або для випадку декількох затриманих сигналів від лічильників Гейгера [(b) і (d)]. Розподіли апроксимовані сумою експоненційної функції з T1/2, що відповідає періоду напіврозпаду 214Ро T1/2 = 164 мкс з урахуванням випадкових збігів.

Пошук 0v2β-розпаду виконується серед подій, відібраних згідно критеріїв, описаних у розділі 2.3. Потім ми шукали надлишок подій у спектрі повної енергії двох електронів, близьких до значення $Q_{2\beta}$. Для оцінки фону були враховані дані про внесок від зовнішніх джерел, від радону і від внутрішнього забруднення фольги ²¹⁴Ві і ²⁰⁸Tl. Але у першу чергу враховувався внесок у фон від 2v2β-розпаду ¹⁰⁰Mo. Енергетичний спектр повної енергії двоелектронних подій, набраний детектором, і основні компоненти фону показані на Рис. 2.41. Для аналізу даних з урахуванням дуже низької статистики були застосовані рекомендації з роботи [191]. З аналізу даних отримане обмеження на період напіврозпаду ядра ¹⁰⁰Mo відносно безнейтринного подвійного бета-розпаду на основний стан ядра ¹⁰⁰Ru (з довірчою ймовірністю 90%):

$$T_{1/2} > 1.1 \times 10^{24}$$
 років.

Цей результат перевищує у два рази попередньо опублікований [192] і є одним з найбільш жорстких обмежень, отриманих на процес 0v2β-розпаду.



Рис. 2.41. Розподіл суми енергій (E_{tot}) двоелектронних подій в детекторі з енергією E > 2 МеВ для мідного зразка, фольги із збагаченого ¹³⁰Te і природного телуру [(a), (c) і (e)], а також для фольги ¹⁰⁰Mo [(b), (d) і (f)], виміряний у 1-й [(a) і (b)] та 2-й [(c) і (d)] фазах експерименту. Комбіновані дані відповідають експозиції 13.5 кг × років для міді, ¹³⁰Te і природного телуру і 34.3 кг × років для джерела ¹⁰⁰Mo. Дані порівнюються з очікуваним фоном від двонейтринного подвійного бета-розпаду ¹⁰⁰Mo, радону, зовнішнього фону, внеску від забруднення фольг радієм і торієм. Основний внесок у фон в області, де очікується 0v2β-розпад ¹⁰⁰Mo, дає 2v2β-розпад ¹⁰⁰Mo. Пунктирна гістограма показує очікуваний сигнал від 0v2β-розпаду ¹⁰⁰Mo з періодом напіврозпаду $T_{1/2} = 4.4 \times 10^{23}$ років. Нижні панелі показують різницю між даними і очікуваним фоном, нормованими до помилки розподілу Пуассона (без урахування даних, де немає відліків).

Отримане обмеження відповідає механізму розпаду за рахунок обміну легким нейтрино майоранівської природи. Поряд з тим, можливі і інші механізми 0v2β-розпаду: за рахунок домішок правих токів у слабкій взаємодії, з випромінюванням майоронів

(гіпотетичних безмасових або дуже легких бозонів Намбу–Голдстоуна). Аналіз даних детектора NEMO-3 із загальною експозицією 34.7 kg × років дозволив встановити обмеження на безнейтринний подвійний бета-розпад ¹⁰⁰Мо в залежності від механізму розпаду. Ці результати представлені в Таблиці 2.7.

Таблиця 2.7. Обмеження на період напіврозпаду ядра 100 Mo (lim $T_{1/2}$) відносно безнейтринного подвійного бета-розпаду завдяки різним гіпотетичним процесам. Обмеження оцінені з довірчою ймовірністю 90%.

Механізми 0νββ-розпаду	lim <i>T</i> _{1/2} (років)
Масовий механізм $\langle m_{v} \rangle$	1.1×10^{24}
Праві токи $\langle \lambda \rangle$	7.0×10^{23}
Праві токи (η)	1.0×10^{24}
Розпад з випромінюванням	4.4×10 ²²
майорону	

З обмеження, отриманого у припущенні масового механізму розпаду, беручи розрахунки ядерних матричних елементів [193, 194, 195, 92] та фазових інтегралів [90, 196], було оцінено обмеження на ефективну масу нейтрино Майорани $\langle m_v \rangle < 0.33 - 0.62$ eV. Результати роботи, викладеної вище, опубліковані в статті [197].

Крім ізотопу молібдену-100, в установці були встановлені фольги із збагаченими ізотопами ⁴⁸Ca (7 г), ⁸²Se (0.932 кг), ⁹⁶Zr (9.4 г), ¹¹⁶Cd (0.405 кг), ¹³⁰Te (0.454 кг), ¹⁵⁰Nd (36.55 г), а також зразок телуру з природною концентрацією ізотопів та мідна фольга високого ступеню чистоти для оцінки фону (див. Рис. 2.42).





Рис. 2.42. Джерела для дослідження подвійного бета-розпаду, встановлені у 20 секторів установки NEMO-3.

Триває аналіз даних експерименту з метою отримання значень періоду напіврозпаду ядер ⁸²Se, ⁹⁶Zr та оцінки обмежень на періоди напіврозпаду для цих ядер відносно безнейтринної моди подвійного бета-розпаду. Очікується, що для усіх цих ядер будуть дані найбільш точні (або порівняні з результатами кращих експериментів) значення періодів напіврозпаду відносно двонейтринної моди розпаду, а також жорсткі обмеження на 0v2β розпад.

2.4.2. Подвійний бета-розпад ядра ⁴⁸Са

Енергетичний спектр двоелектронних подій виміряний детектором із зразком ізотопу ⁴⁸Са показаний на Рис. 2.43.



Рис. 2.43. Енергетичний спектр двоелектронних подій виміряний детектором із зразком ізотопу ⁴⁸Са. При низьких енергіях у спектрі домінує 90 Sr / 90 Y у зразку 48 CaF. двонейтринного Сигнал від подвійного бета-розпаду ⁴⁸Са явно видний після енергії 2 MeB. Показані виключені з довірчою ймовірністю 90% розподіли від безнейтринних мод 28-розпаду ⁴⁸Са. Внизу показане відношення побудованої моделі методом Монте-Карло до експериментальних даних.

Як видно на Рис. 2.43, внесок від двонейтринного подвійного бета-розпаду ⁴⁸Са домінує вище енергії 1.8 МеВ. Відношення ефекту до квадратного кореня з фону в області підгонки складає S/ $\sqrt{B} \approx 23$. Розпади ⁹⁰Sr / ⁹⁰Y залишаються основним джерелом фону також і двоелектронному спектрі. Для енергії > 1.8 МеВ кількість подій двонейтринного подвійного бета-розпаду ⁴⁸Са становить 153 і, з урахуванням ефективності реєстрації 3.1%, можна отримати наступне значення періоду напіврозпаду ядра ⁴⁸Са використовуючи формулу

$$T_{1/2}^{2\nu 2\beta} = \frac{\varepsilon}{N} \cdot \frac{N_A m}{M} \cdot \ln(2) \cdot T, \qquad (2.2)$$

де N_A – число Авогадро, M – маса ⁴⁸Са у зразку з молярною масою M, а T – повний час вимірювань. Крім статистичної помилки, треба оцінити також внесок різних факторів у систематичну помилку. Це такі фактори як неточність даних про ізотопну концентрацію зразка ⁴⁸Са, неоднорідність і неточність форми та розміщення збагаченого зразка в детекторі, неточність визначення енергетичної шкали калориметра та розподілу кутів між електронами. Усі джерела систематичної помилки, які були проаналізовані, подані у Таблиці 2.8.

Джерело помилки	Внесок у помилку визначення $T_{1/2}^{2\nu 2\beta}$
Фон від ⁹⁰ Sr / ⁹⁰ Y	[+2.0, -2.4]%
Інші джерела іону	$\pm 0.3\%$
Збагачення ⁴⁸ Са	$\pm 2.1\%$
Конструкція джерела ⁴⁸ Са	[+3.7, -5.5]%
Ефективність реконструкції електронних подій	[+7.5, -6.5]%
Енергетична шкала калориметра	[+4.4, -4.0]%
Розподіл кутів між електронами	[+16, -10]%
Загальна помилка	[+19, -14]%

Таблиця 2.8. Складові систематичної помилки визначення періоду напіврозпаду ядра ⁴⁸Са відносно двонейтринного подвійного бета-розпаду.

Після врахування усіх можливих джерел систематичної помилки, в експерименті отримано наступне значення періоду напіврозпаду ядра ⁴⁸Са:

$$T_{1/2}^{2\nu 2\beta} = \left[6.4^{+0.7}_{-0.6} (\text{стат.})^{+1.2}_{-0.9} (\text{сист.}) \right] \times 10^{19} \text{ років.}$$

На Рис. 2.43 також показані виключені з довірчою ймовірністю 90% розподіли від безнейтринних мод 2β -розпаду ⁴⁸Са: за рахунок маси нейтрино, домішок правих токів у слабкій взаємодії, розпаду з вильотом майорону. Оскільки ці моди розпаду характеризуються різними кутовими розподілами, а отже і різними ефективностями реєстрації ефекту, обмеження на період напіврозпаду для різних мод відрізняються. Отримані обмеження дані у Таблиці 2.9.

Механізм розпаду	Ефективність реєстрації (%)	Кількість виключених подій lim <i>S</i> (з довірчою ймовірністю 90%)		lim $T_{1/2}^{0\nu 2\beta}$ років з довірчою ймовірністю 90%(10 ²² років)	
		Очікувана	Спосте- режена	Очіку- ваний	Спосте- режена
Обмін легкими нейтрино, Суперсиметрія з порушенням <i>R</i> парності	16.9	<2.67-3.15	<2.68	>1.71– 2.02	>2.02
Внесок правих токів η	15.8	<2.69-3.21	<2.70	>1.57– 1.88	>1.87
Внесок правих токів λ	9.91	<2.69-3.07	<2.65	>1.03– 1.20	>1.19
Випромінювання одиночного майорона	13.4	<8.54–17.3	<9.35	>0.25– 0.50	>0.46

Таблиця 2.9. Обмеження на період напіврозпаду ядра ⁴⁸Са відносно різних мод безнейтринного подвійного бета-розпаду.

З обмеження на період напіврозпаду відносно 0v2 β -розпаду за рахунок обміну легкими нейтрино, можна оцінити обмеження на ефективну масу нейтрино Майорани $\langle m_v \rangle$. Використовуючи значення константи аксіально-векторного зв'язку $g_A = 1.27$, значення фазового інтегралу з [90] і ядерний матричний елемент (ЯМЕ) розрахований в рамках оболонкової моделі [198, 199, 200] отримаємо $\langle m_v \rangle < 12-24$ еВ. Якщо взяти ЯМЕ розрахований в рамках різних методів: методу наближення напіввипадкових фаз (Quasi Random Phase Approximation, QRPA) [194, 201, 202], моделі взаємодіючих бозонів [91] і підходу з урахуванням щільності енергетичних станів, отримаємо більш широкий діапазон обмежень на масу нейтрино: $\langle m_v \rangle < 6.0-26$ еВ [203].

2.4.3. Подвійний бета-розпад ядра ¹⁵⁰Nd

Дослідження подвійного бета-розпаду ядра 150 Nd були виконані із зразком неодиму збагаченого ізотопом 150 до 91% у вигляді оксиду неодиму (150 Nd₂O₃). Оксид був змішаний з 8% розчином полівнілового спирту і наклеєний на тонку майларову плівку, щоб отримати тонку фольгу. Загальна маса ізотопу неодиму 150 становила 36.6 г. Загальний час вимірювань склав 5.25 років. Таким чином, загальна експозиція експерименту становить 0.19 кг × років.

Спектр одноелектронних подій виміряний детектором NEMO-3 із зразком $^{150}Nd_2O_3$ показаний на Рис. 2.44. Для реконструкції фону була використана модель, яка включає радіоактивні розпади у зразку ізотопу та деталях установки.



Рис. 2.44. Енергетичний спектр одноелектронних подій виміряний ¹⁵⁰Nd. ізотопу детектором i3 зразком Показано реконструкцію фону від радіоактивної забрудненості різних частин Внизу показане відношення установки. моделі побудованої методом Монте-Карло до експериментальних даних.

На Рис. 2.45 показано енергетичний спектр одноелектронних подій з реєстрацією гамма-кванта виміряний детектором із зразком ізотопу ¹⁵⁰Nd. Ці дані дозволяють оцінити внески у фон від радіоактивності різних частин установки.



Рис. 2.45. Енергетичний спектр одноелектронних подій з реєстрацією гамма-кванта виміряний детектором із зразком ізотопу ¹⁵⁰Nd. Внизу показане відношення моделі побудованої методом Монте-Карло до експериментальних даних.

Радіоактивна забрудненість деталей детектора визначена як у вимірюваннях за допомогою наднизькофонового напівпровідникового германієвого детектора, так і з підгонки експериментальних даних моделлю фону від радіоактивних розпадів у різних частинах установки.

У спектрі двоелектронних подій, показаному на Рис. 2.46, домінує сигнал від двонейтринного подвійного бета-розпаду ¹⁵⁰Nd. Підгонка дає 2214 подій від подвійного бета-розпаду ядра ¹⁵⁰Nd. Період напіврозпаду ядра ¹⁵⁰Nd відносно двонейтринного подвійного бета-розпаду було розраховано за допомогою формули 2.4. З урахуванням ефективності реєстрації є=3.87%, період напіврозпаду ядра ¹⁵⁰N розрахований як:

$$T_{1/2}^{2\nu 2\beta} = \left[9.34 \pm 0.22(\text{стат.})_{-0.60}^{+0.62}(\text{сист.})\right] \times 10^{18}$$
 років.

Відношення сигналу до фону даного вимірювання становить 3.9. Цей результат узгоджується з даними попередніх експериментів [204, 205] але має найменші похибки.



Рис. 2.46. Енергетичний спектр двоелектронних подій виміряний детектором із зразком ізотопу ¹⁵⁰Nd. У даних домінує сигнал від двонейтринного подвійного бетарозпаду ¹⁵⁰Nd. Внизу показане відношення моделі побудованої методом Монте-Карло до експериментальних даних.

Пошук $0v2\beta$ -розпаду виконувався у залежності від механізму розпаду. На Рис. 2.47. показані розподіли для різних механізмів $0v2\beta$ -розпаду (розпад за рахунок обміну легким нейтрино Майорани, за участю домішок правих токів у слабкій взаємодії, що взаємодіють з правим кварковим током, за участю домішок правих токів у слабкій взаємодії, що взаємодіють з лівим кварковим током і з емісією одиночного майорона) виключені з довірчою ймовірністю 90%. Отримані обмеження приведені в Таблиці 2.10.

Таблиця 2.10. Обмеження на період напіврозпаду ядра ¹⁵⁰Nd відносно різних мод безнейтринного подвійного бета-розпаду.

Механізм розпаду	Ефективність реєстрації (%)	lim $T_{1/2}^{0\nu 2\beta}$ років з довірчою ймовірністю 90% (10 ²² років)
Обмін легкими нейтрино, Суперсиметрія з порушенням <i>R</i> парності	12.1	2.0
Внесок правих токів η	10.4	1.9
Внесок правих токів λ	6.8	1.1
Випромінювання одиночного майорона	9.4	0.3



Рис. 2.47. Розподіли $0v2\beta$ виключені з 90% CL в залежності від механізму розпаду: (а) розпад за рахунок обміну легким нейтрино Майорани, (b) розпад за участю домішок правих токів у слабкій взаємодії, що взаємодіють з правим кварковим током (c), розпад за участю домішок правих токів у слабкій взаємодії, що взаємодії, що взаємодіють з лівим кварковим током, (d) емісія одиночного майорона зі спектральним індексом п = 1.

Зокрема, для масового механізму обмеження на період напіврозпаду становить:

 $T_{1/2}^{0v2\beta} > 2.0 \times 10^{22}$ років з довірчою ймовірністю 90%,

звідки, використовуючи інтеграл по фазовому об'єму [90], ядерні матричні елементи [206, 207, 208, 91, 209, 210] і величину g_A =1.27, можна отримати обмеження на масу нейтрино Майорани в інтервалі: $\langle m_v \rangle < 1.6$ -5.3 еВ [204, 211].

2.4.4. Подвійний бета-розпад ядра ¹¹⁶Сd

Дослідження подвійного бета-розпаду ядра ¹¹⁶Cd були виконані із зразком кадмію масою 410 г, збагаченого ізотопом 116 до 93.2 ± 0.2%. Загальний час вимірювань склав 5.26 років.

У спектрі двоелектронних подій, показаному на Рис. 2.48, домінує сигнал від двонейтринного подвійного бета-розпаду ¹¹⁶Cd. Період напіврозпаду ядра ¹¹⁶Cd відносно двонейтринного подвійного бета-розпаду було розраховано як:

$$T_{1/2}^{2\nu 2\beta} = [2.74 \pm 0.04 (\text{стат.}) \pm 0.18 (\text{сист.})] \times 10^{19}$$
 років.

Цей результат узгоджується з даними попередніх експериментів [212, 213, 214, 215, 216].



Рис. 2.48. Енергетичний спектр двоелектронних подій виміряний детектором із зразком ізотопу ¹¹⁶Cd та компоненти фону. У даних домінує сигнал від двонейтринного подвійного бетарозпаду ¹¹⁶Cd. Внизу показане відношення моделі побудованої методом Монте-Карло до експериментальних даних.

Пошук $0v2\beta$ -розпаду виконувався у залежності від механізму розпаду. На Рис. 2.49. показані розподіли для різних механізмів $0v2\beta$ -розпаду (розпад за рахунок обміну легким нейтрино Майорани, за участю домішок правих токів у слабкій взаємодії, що взаємодіють з правим кварковим током, за участю домішок правих токів у слабкій взаємодії, що взаємодіють з лівим кварковим током і з емісією одиночного майорона) виключені з довірчою ймовірністю 90%. Отримані обмеження приведені в Таблиці 2.11.

Таблиця	2.11.	Обмеження	на	період	напіврозпаду	ядра	¹¹⁶ Cd	відносно	різних	мод
безнейтр	инного	о подвійного (бета	-розпаду	у та на парамет	ри різ	них мо	д розпаду.		

Механізм розпаду	<i>T</i> _{1/2} (років)	Обмеження на параметр моди розпаду
Обмін легкими нейтрино	$> 1.0 \times 10^{23}$	$\langle m_{\rm v} \rangle < (1.4 - 2.5) {\rm eB}$
Внесок правих токів η	> 1.1 × 10 ²³	$\langle \eta \rangle < (2.5 - 11.9) \times 10^{-8}$
Внесок правих токів λ	$> 0.6 \times 10^{23}$	$\langle \lambda \rangle < (3.6 - 43) \times 10^{-6}$
Випромінювання одиночного майорона	> 8.5 × 10 ²¹	$\langle g_{\chi 0} \rangle < (5.2 - 9.2) \times 10^{-5}$



Енергетичний спектр Рис. 2.49. подій у детекторі NEMO-3 вище енергії 2 МеВ від зразка ізотопу кадмію 116. Показані розподіли різних мод 0v2β-розпаду виключені з довірчою ймовірністю 90% в залежності від механізму розпаду: розпад за рахунок обміну легким нейтрино Майорани, розпад за участю домішок правих токів у слабкій взаємодії, що взаємодіють з правим кварковим током, розпад за участю домішок правих токів у слабкій взаємодії, що взаємодіють з кварковим лівим током, емісія олиночного майорона зi спектральним індексом п = 1.

Зокрема, для масового механізму обмеження на період напіврозпаду становить:

 $T_{1/2}^{0\nu_2\beta} > 1.0 \times 10^{23}$ років з довірчою ймовірністю 90%,

звідки, використовуючи інтеграл по фазовому об'єму [90], ядерні матричні елементи [206, 93, 194] і величину g_A =1.27, можна отримати обмеження на масу нейтрино Майорани в інтервалі: $\langle m_v \rangle < 1.4$ -2.5 eB.

2.4.4. Чотирикратний бета-розпад ядра ¹⁵⁰Nd

Немає ніякої фундаментальної симетрії, яка б підтримувала збереження лептонного числа *L*. Безнейтринний подвійний бета-розпад порушує *L* на дві одиниці і вимагає, щоб нейтрино було частинкою Майорани. Але якщо лептонне число не зберігається, немає причин, чому не може відбуватися чотирикратний бета--розпад ядра з $\Delta L = 4$. При цьому нейтрино може бути частинкою Дірака. Схема розпаду ¹⁵⁰Nd з випромінюванням 4-х бета-частинок показана на Рис. 2.50.



Рис. 2.50. Схема розпаду ¹⁵⁰Nd з випромінюванням 4-х бета-частинок.

Характерною ознакою чотирикратного бета-розпаду може бути випромінювання чотирьох, або трьох електронів (коли четвертий електрон поглинається у фользі). У даних детектора NEMO-3 є події вильоту 3-х електронів з фольг ізотопів селену 82 і молібдену 100 (у яких енергетично 4β-розпад не дозволений) встановлених у детекторі, як це можна

бачити на Рис. 2.51. Такі події виникають у результаті Мьолеровського розсіяння електронів, що випромінюються у двонейринному подвійному бета-розпаді ядер.



Рис. 2.51. Енергетичний спектр подій 3-х електронів, що вилетіли з фольг збагачених ізотопів селену 82 і молібдену 100.

З фольги молібдену 100 були навіть зареєстровані дві події вильоту 4-х електронів, як це видно на Рис. 2.52.



Рис. 2.52. Подія у детекторі NEMO-3 з вильотом 4-х бета-частинок з фольги збагаченого молібдену 100.

Енергетичні спектри вильоту 4-х електронів (4*e*) (a), 3-х електронів (3*e*) (b) і подій вильоту 3-х електронів коли був лише трек у гейгерівському об'ємі детектора, але не було сигналу у сцинтиляційному пластмасовому детекторі (3*e*1*t*) (c) із джерела збагаченого неодиму 150 показані на Рис. 2.53.



Рис. 2.53. Енергетичні спектри вильоту 4-х електронів (4e) (а), 3-х електронів (3e) (b) і подій вильоту 3-х електронів коли був лише трек у гейгерівському об'ємі детектора, але не було сигналу у сцинтиляційному пластмасовому детекторі (3e1t) (c) із джерела збагаченого неодиму 150. Показані також ідентифіковані і промодельовані методом Мотне Карло спектри фонових подій з такими характеристиками.

У даних накопичених з джерелом ¹⁵⁰Nd немає подій, які можна було б інтерпретувати як чотирикратний бета-розпад ядра ¹⁵⁰Nd. У урахуванням загальної експозиції експерименту 0.19 кг × рік, було встановлено обмеження на періоду напіврозпаду ¹⁵⁰Nd відносно безнейтринного чотирикратний бета-розпад ядра ¹⁵⁰Nd $T_{1/2} > (1.1-3.2) \times 10^{21}$ рік з довірчою ймовірністю 90%, в залежності від моделі, що використовується для кінематичних розподілів випромінюваних електронів [217].

2.4.5. Розвиток проекту SuperNEMO

Таким чином, детектор NEMO-3 працював у підземній лабораторії Модан (Франція) з 2003 по 2010 роки з метою пошуку безнейтринного подвійного бета-розпаду ядер. Головною його метою були пошуки $0v2\beta$ -розпаду ¹⁰⁰Mo. Експеримент було проведено з використанням ізотопно збагаченого джерела масою 6.914 кг упродовж вимірювань із живим часом 4.96 року, що відповідає експозиції 34,3 кг×років. Виконаний детальний аналіз очікуваного фону в області сигналу від $0v2\beta$ -розпаду ядра ¹⁰⁰Mo. Ефект не спостерігається, а рівень фону в діапазоні енергій 2.8–3.2 МеВ складає 0.44 ± 0.13 відліків за рік на кг, і 0 відліків в інтервалі 3.2–10 МеВ. Отримана нижня межа на період
напіврозпаду ядра ¹⁰⁰Мо відносно 0v2β-розпаду (у припущенні про механізм розпаду з обміном легким нейтрино Майорани) $T_{1/2} > 1.1 \times 10^{24}$ років з 90% довірчої ймовірності. Залежно від моделі, яка використовується для розрахунку ядерних матричних елементів, ефективна майоранівська маси нейтрино обмежена в діапазоні $\langle m_v \rangle < 0.33-0.62$ еВ. Отримані також обмеження на 0v2β-розпад ядра ¹⁰⁰Мо завдяки іншим механізмам 0v2β-розпаду, що змінюють лептонне число.

Триває аналіз даних експерименту з метою отримання значень періоду напіврозпаду ядер ⁸²Se, ⁹⁶Zr та оцінки обмежень на періоди напіврозпаду для цих ядер відносно безнейтринної моди подвійного бета-розпаду. Очікується, що для усіх цих ядер будуть дані найбільш точні (або порівняні з результатами кращих експериментів) значення періодів напіврозпаду відносно двонейтринної моди розпаду, а також жорсткі обмеження на $0v2\beta$ -розпад.

Наступним кроком у підвищенні чутливості має стати експеримент SuperNEMO, побудований на основі досягнень трекового детектора NEMO-3. Унікальний детектор експерименту SuperNEMO дозволятиме реконструювати події подвійного бета-розпаду, включаючи час і кінематику події, що дасть змогу суттєво зменшити фон. Детектор міститиме близько 100 кг збагаченого джерела ⁸²Se, що дасть змогу досягнути загальної експозиції близько 500 кг × рік і досліджувати 0v2β-розпад з чутливістю до періоду напіврозпаду $T^{0v}_{1/2} \approx 1 \times 10^{26}$ років з відповідною чутливістю по ефективної маси нейтрино $\langle m_v \rangle \approx 40-110$ меВ. Детектор SuperNEMO має складатися з 20 однакових плоских модулів, кожен має містити 5–7 кг фольги, збагаченої ізотопом ⁸²Se, оточеної гейгерівським об'ємом, які, у свою чергу, оточені стінами калориметра, поміщених в сталевій рамі (схема модуля показана на Рис. 2.54). Перший модуль, нещодавно встановлений у підземній лабораторії Модан, повинен продемонструвати поліпшені характеристики у порівнянні з експериментом NEMO-3.



Рис. 2.54. Схема модуля установки SuperNEMO.

Однією з основних задач, яка має бути вирішена у розробці калориметра установки, є підвищення енергетичної роздільної здатності до 4% на енергії 3 МеВ (тобто більше ніж у два рази у порівнянні з NEMO-3). Планується використовувати пластмасові сцинтилятори розмірами 26×26×20 см, сигнал з яких буде зніматися фотоелектронним помножувачем діаметром 8 дюймів.

Трековий об'єм детектора SuperNEMO являє собою камеру, що складається з 2034 комірок, що працюють у режимі Гейгера. Комірки матимуть довжину 3 м з номінальним діаметром 4.4 см. Трековий об'єм буде заповнений газом, що складається з 95% гелію, 4% етанолу і 1% аргону. Трековий об'єм буде складатися з 4 секцій і буде збиратися у чистій кімнаті в Університетському коледжі Лондона. В даний час перший блок трекового детектора був відправлений у підземну лабораторію Модан, а другий проходить введення в експлуатацію на рівні моря з використанням космічних мюонів. Інші дві частини трекового детектора повинні бути доставлені в підземну лабораторію Модан влітку 2016 року.

Значний успіх досягнуто і в розробці джерела селену-82, яке буде представлений у вигляді фольги товщиною 40–55 мг/см². Важливою вимогою до джерела є висока радіоактивна чистота, на рівні кількох мікро-Бк/кг. Ця важлива характеристика буде перевірятися за допомогою спеціально розробленого детектора ВіРо, який здатний досягнути такої високої чутливості завдяки відбору подій від розпадів швидких ланцюжків розпадів у рядах торію (212 Bi- 212 Po) і урану (214 Bi- 214 Po).

В даний час модуль демонстратора SuperNEMO знаходиться на стадії будівництва. Очікується, що його буде встановлено та введено в експлуатацію у підземній лабораторії Модан до літа 2016 року, а перший запуск заплановано на осінь 2016 року. В залежності від результатів роботи модуля демонстратора, інша частина детектора, 19 модулів, вже споруджується і має бути введена в роботу у кінці 2017 року.

РОЗДІЛ З ВЛАСТИВОСТІ НЕЙТРИНО І СЛАБКОЇ ВЗАЄМОДІЇ

3.1. Спектрометрія нейтрино від Сонця

3.1.1. Нейтрино від розпадів ⁷Ве у ядрі Сонця

Детектор Borexino був споруджений для вимірювань, головним чином, потоку сонячних нейтрино від розпадів ⁷Ве у Сонці [218, 219]. Детектор є одним із найбільших у світі низькофонових рідкосцинтиляційний детекторів [220, 221]. Схема детектора показана на Рис. 3.1. Сфера з нейлону діаметром 8.5 метрів заповнена рідким сцинтилятором на основі псевдокумолу. Стальна сфера на якій розміщені ФЕП знаходиться всередині зовнішньої сфери діаметром 18 м, наповненої надчистою водою, яка є захистом детектора від гамма-квантів з оточуючого середовища, а також черенковським детектором для реєстрації залишкових космічних мюонів, оскільки частина ФЕП розміщені зовні внутрішньої стальної сфери і проглядають об'єм води з метою реєстрації спалахів черенковського випромінювання від комічних мюонів. Завдяки великій кількості ФЕП, які вимірюють час приходу сцинтиляційних фотонів, детектор здатний визначати координату події в сцинтиляторі з точністю близько 30 см. Це дозволяє виділити події у певному об'ємі всередині нейлонової сфери і, таким чином, знизити фон від зовнішніх гамма-квантів, відкидаючи події біля стінок нейлонової сфери. Внутрішній ефективний об'єм містить близько 100 тон сцинтилятора. Низький фон у внутрішньому детектора досягнутий завдяки глибокому очищенню сцинтилятора об'ємі віл радіоактивних елементів, достатньо товстим шарам захисної рідини і води, які виконують роль пасивного та активного захисту. Детектор вимірює енергію, яка виділяється в сцинтиляторі електронами віддачі після розсіяння на них нейтрино: рідкому $v_x + e \rightarrow v_x + e$, де x позначає електронне, мюонне або тау-нейтрино (як відомо, завдяки ефекту осциляцій нейтрино, потік сонячних нейтрино, що досягають Землі, складається не тільки з електронних нейтрино, які створюються в ядерних реакціях на Сонці, а також з мюонних і тау-нейтрино).



Рис. 3.1. Зліва: детектор Borexino. Справа показані компоненти фону детектора, отримані з апроксимації фону в області енергій 270-1600 кеВ.

В результаті довгострокових вимірювань за допомогою детектора Borexino показано, що швидкість лічби нейтрино від розпадів ⁷Ве становить 46 ± 1.5 (стат.) $^{+1.5}_{-1.6}$ (сист.) відліків за добу у 100 тонах рідкого сцинтилятору. Цей результат добре узгоджується з передбаченням стандартної сонячної моделі з урахуванням осциляцій сонячних нейтрино. Спектр нейтрино від Сонця розрахований в рамках стандартної моделі Сонця показаний на Рис. 3.2, експериментальний спектр і його наближення моделями фону та компонентами спектрів нейтрино від різних реакцій на Сонці показано на Рис. 3.1.



Рис. 3.2. Спектр нейтрино від Сонця розрахований в рамках стандартної моделі Сонця.

Ретельний аналіз даних дозволив оцінити швидкість лічби *pep* нейтрино 3.13 ± 0.23 (стат.) ± 0.23 (сист.) імпульсів на добу в 100 тонах, з якого відповідний потік може бути розрахований як $(6.6\pm0.7)\times10^{10}$ нейтрино/(см сек) [222] у припущенні про наявність ефекту Міхеєва-Смирнова-Вольфенштейна (MSW, Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein) і великого кута змішування (LMA - Large Mixing Angle). Таким чином, дані, отримані в експерименті Вогехіпо, підтверджують наявність ефектів осциляцій нейтрино. На Рис. 3.3 показано апроксимацію даних, отриманих в експерименті Вогехіпо, що вказує на наявність вказаних ефектів осциляцій нейтрино.



Рис. 3.3. Дані про потоки нейтрино від Сонця з різною енергією виміряні в експерименті Borexino і їх апроксимація у припущенні про наявність ефекту Міхеєва-Смірнова-Вольфенштейна і великого кута змішування між масовими станами нейтрино. За допомогою детектора Borexino було також здійснено пошук модуляцій нейтринного сигналу день-ніч [223]. На Рис. 3.4 показані спектри нейтрино виміряні вдень і вночі. Видно, що між ними немає статистично достовірної різниці.



Рис. 3.4. Спектри нейтрино виміряні детектором Borexino вдень і вночі. На вкладці показано ділянку спектру, де нейтрино від ⁷Ве вносять найбільший внесок.

На Рис. 3.5 показана різниця спектрах виміряних удень та вночі у збільшеному за рахунок додаткового аналізу даних робочому об'ємі детектора. Видно, що дані описуються ефектом від сонячних нейтрино та фоном у детекторі від різних джерел, які надійно ідентифіковані.



Рис. 3.5. Різниця в нічних та денних спектрах у збільшеному робочому об'ємі детектора. На верхній панелі показано розширений діапазон енергій, включаючи область, де переважають фон від розпадів космогенного ¹¹С у детекторі, тоді як нижня панель показує область енергії ⁷Ве від Сонця. нейтрино від подій Апроксимація в енергетичній області від 250 до 800 кеВ з урахуванням внеску від розпадів ²¹⁰Ро у детекторі та електронів віддачі від взаємодії сонячного нейтрино від ⁷Ве. Синя крива показує спектр нейтрино від ⁷Ве з амплітудою 46 відліків на 100 тони за день.

Модуляції день-ніч не були спостережені і виміряна асиметрія становить $A_{\text{день-ніч}} = 0.001 \pm 0.012$ (стат.) ± 0.007 (сист.), що свідчить про відсутність ефекту. Це дозволяє зробити висновок про узгодження з передбаченнями про наявність ефекту Міхеєва-Смирнова-Вольфенштейна і великий кут змішування для осциляції нейтрино. Область параметрів осциляцій сонячних нейтрино із параметрами виключеними завдяки

вимірюваннях з детектором Borexino показана на Рис. 3.6. Цей результат важливий також тим, що вперше отриманий без використання реакторних антинейтрино і тому не потребує припущення про СРТ-симетрію.



Рис. 3.6. Область параметрів осциляцій сонячних нейтрино. Заштрихована область на правому рисунку показує параметрів виключених область V вимірюваннях з детектором Borexino, яка не була виключена y попередніх експериментах (зафарбована ділянка на лівому рисунку внизу). Ділянка зверху на обох рисунках показує дозволену область параметрів.

3.1.3. Сезонні модуляції потоку нейтрино від ⁷Ве на Сонці

Аналіз даних виміряних детектором Borexino показав наявність очікуваної, з урахуванням орбіти Землі, сезонної модуляції швидкості взаємодії нейтрино від ⁷Ве на Сонці з детектором (див. Рис. 3.7). Очікувана швидкість лічби нейтрино може бути описана наступною формулою:

$$R(t) = \mathbf{R}_0 + \overline{R} \left[1 + \varepsilon \cos \frac{2\pi}{T} (t - \phi) \right]^2, \qquad (3.1)$$

де T – період часу, за який Земля обертається навколо Сонця (один рік), ϕ - фаза відносно перигелію, \bar{R} – усереднене значення взаємодії нейтрино і R_0 – швидкість лічби фонових подій.



Рис. 3.7. Залежність швидкості лічби нейтринних подій ⁷Ве (за добу на 100 тони) відносно середньої швидкості лічби, виміряна за кілька років (дані різних років додані). очікувану Лінія показує річну варіацією сигналу відповідно до рівняння (3.1), що описує вплив руху Землі по орбіті навколо Сонця. Один часовий інтервал відповідає 30.43 доби.

Дані були проаналізовані за допомогою трьох методів: апроксимація швидкості лічби у часі, аналітичної придатності до швидкості події, методом спектрального аналізу найменших квадратів, і за допомогою Перетворення Гілберта – Хуанга. Усі методи забезпечують відмінну згоду з очікуваними модуляціями. Швидкість лічби нейтринних подій від ⁷Ве у детекторі Borexino (за добу на 100 тони) у часовому інтервалі 30.43 доби починаючи з 11 грудня 2011 року, виміряних за кілька років показана на Рис. 3.8.



Рис. 3.8. Швидкість лічби ⁷Be полій нейтринних віл V детекторі Borexino (за добу на 100 тони) у часовому інтервалі 30.43 доби починаючи з 11 грудня 2011 року, виміряних за кілька років. Лінія показує очікувану річну варіацією сигналу відповідно до рівняння (3.1), що описує вплив руху Землі по орбіті навколо Сонця.

Період, амплітуда та фаза спостережуваного часу еволюції сигналу відповідають його сонячному виникненню, а відсутність щорічної модуляції відхиляється з 99.99% довірчою ймовірністю.

3.1.4. Нейтрино від р-р циклу на Сонці

Не зважаючи на значний рівень фону в низькоенергетичній області (головним чином, через наявність ¹⁴С у рідкому сцинтиляторі), детектор Вогехіпо виявися здатним зареєструвати нейтрино від p-р циклу на Сонці з енергією до \approx 340 кеВ (див. модельний спектр нейтрино від Сонця на Рис. 3.2). Виміряний детектором Вогехіпо спектр з моделлю фону від різних радіоактивних джерел та нейтрино від Сонця від інших циклів, показано на Рис. 3.9.



Рис. 3.9. Енергетичний спектр виміряний детектором Borexino і моделі фону від різних радіоактивних джерел та нейтрино від Сонця від інших циклів.

Низькоенергетична частина спектру і її підгонка компонентами фону і спектрами сонячних нейтрино від інших джерел показана на Рис.3.10.



Рис. 3.10. (а) Підгонка енергетичного спектра у діапазоні енергій від 165 до 590 кеВ (спектр нейтрино від р-р циклу показаний червоним) різними компонентами фону і спектрами сонячних нейтрино від інших джерел. (b) Різниця між експериментальними даними і моделлю, яка включає також нейтрино від р-р циклу.

Виміряна детектором Вогехіпо швидкість лічби нейтринних подій від p-p циклу становить 144 ± 13 (стат.) ± 10 (сист.) відліків за добу на 100 т. Стабільність і надійність вимірювань була підтверджена завдяки аналізу усіх можливих джерел фону детектора. Відсутність потоку сонячних нейтрино від p-p циклу виключено із статистичною достовірністю 10 σ .

Після квадратичного додавання статистичних та систематичних помилок і врахування останніх значень параметрів осциляцій нейтрино, потік сонячних нейтрино визначено як $(6.6\pm0.7) \times 10^{10}$ см² сек⁻¹. Це значення добре узгоджується з розрахунками за Стандартною сонячною моделлю: $5.98 \times (1 \pm 0.006) \times 10^{10}$ см² сек⁻¹. Це також узгоджується з розрахунком потоку виконаному методом глобального аналізу усіх існуючих даних про сонячні нейтрино, в тому числі про потоки нейтрино від ⁸B, ⁷Be і рер циклу. Нарешті, ймовірність того, що р-р нейтрино, які народжуються у ядрі Сонця, не перетворюється на мюонні або тау-нейтрино визначається $P(v_e \rightarrow v_e) = 0.64\pm0.12$, забезпечуючи обмеження на великий кут змішування в рамках механізму Михеєва-Смирнова-Вольфенштейна (MSW-LMA) у вакуумі для нейтрино низької енергії.

Таким чином, за допомогою детектора Borexino уперше в світі здійснено пряме спектроскопічне спостереження сонячних нейтрино від p-р циклу та виміряно їх потік. Між іншим, ці дані свідчать про стабільність процесів усередині Сонця впродовж останніх 100 тисяч років, оскільки сьогоднішній стан поверхні Сонця відображає процеси у його ядрі приблизно через такий проміжок часу.

3.2. Вимірювання потоку нейтрино з глибин Землі (геонейтрино)

Завдяки виключній радіоактивній чистоті рідкого сцинтилятора детектор Вогехіпо виявився придатним для вимірювання потоку антинейтрино із глибини Землі (геонейтрино). Гео-нейтрино це електронні антинейтрино, які виникають головним чином при β -розпаді ⁴⁰К та кількох інших ядер дочірніх ²³⁸U та ²³²Th, що природним чином наявні в надрах Землі. Вимірюючи потоки гео-нейтрино можна оцінити кількість радіогенного тепла, що генерується всередині планети, (дані, які відомі з дуже великою невизначеністю і мають критичне значення для вдосконалення геофізичних та геохімічних моделей). За 1353 доби вимірювань з детектором Вогехіпо, після всіх процедур відкидання фону та відбору корисних подій, було зареєстровано (14.3±4.4) подій від гео-нейтрино у припущенні фіксованого співвідношення Th/U, яке дорівнює 3.9 у хондритах. Спектр антинейтрино виміряний детектором Вогехіпо показаний на Рис. 3.11.



3.11. Спектр антинейтрино Рис. виміряний детектором Borexino (точки), який є сумою спектрів геонейтрино (гістограма забарвлена жовтим кольором) і антинейтрино від реакторів (помаранчева гістограма). Спектр гео-нейтрино після віднімання реакторних внеску від нейтрино показаний штрихованою лінією. Показано також внесок y потік нейтрино від розпадів урану, торію та їх дочірніх.

Це значення відноситься до величини сигналів від гео-нейтрино S_{geo} =(38.8 ±12.0) ОЗН (одиниць земних нейтрино – TNU, terrestrial neutrino units, 1 подія в рік/10³² протонів) зі ймовірністю нульового потоку гео-нейтрино, рівною 6·10⁻⁶. При виборі значень потоків гео-нейтрино від урану та торію як вільних параметрів при підгонці експериментальних даних, відносні сигнали склали S_{Th} =(10.6±12.7) ОЗН та S_{U} =(26.5±19.5) ОЗН. Ці дані узгоджуються з даними Вогехіпо по відношенню сигналу гео-нейтрино, які випромінюються з мантії (15.4±12.3) ОЗН, а комбінація цього результату з даними детектора KamLAND (Японія) дозволяє вирахувати з отриманого потоку частинок від земного ядра величину (14.1±8.1) ОЗН [224, 225, 226].

Гео-нейтрино від ²³⁸U та ²³²Th вже спостерігались в експерименті KamLAND, проте ізза низької статистики та великих статистичних похибок ці вимірювання не дали змоги відрізнити різні геологічні моделі. Комбінований аналіз даних кількох експериментів може мати вищу чутливість, як це показано в роботах [227, 228]. Таким чином подальше проведення вимірювань і уточнення отриманих результатів мають велике фундаментальне значення для розуміння будови Землі.

Аналіз даних 2056 діб вимірбвань дозволив підвищити точність спостереження геонейтрино. Ми повідомляємо про вдосконалене вимірювання геонаутіно з Borexino з 2056 днів збору даних. За цей час набрана експозиція $5.5 \pm 0.3 \times 10^{31}$ протонів × рік.

Припускаючи, що співвідношення Th/U становить 3.9 (як у хондритах), було отримано $23.7_{-5.7}^{+6.5}$ (стат.) $_{-0.6}^{+0.9}$ (сист.) геонайтрино. Вірогідність того, що нейтрино з глибин Землі не спостерігається становить усього 3.6×10^{-9} (5.9 σ). Сигнал геонейтрино з мантії Землі отримано з 98% довірчою ймовірністю. Виробництво тепла у мантії за рахунок радіоактивності U та Th обмежується діапазоном 23-36 Твт, беручи до уваги невизначеність розподілу елементів, що виробляють тепло, всередині Землі [229].

РОЗДІЛ 4 ПОШУК ЕФЕКТІВ ЗА МЕЖАМИ СТАНДАРТНОЇ МОДЕЛІ ЕЛЕМЕНТАРНИХ ЧАСТИНОК

У фундаментальній фізиці, якщо щось може бути перевірене, воно обов'язково має бути перевірене

Л.Б. Окунь [230, 231]

Наявність темної матерії у Всесвіті ставить перед фізикою частинок задачу пояснення її природи. Є дуже багато припущень про те, які гіпотетичні частинки могли б складати приховану масу Всесвіту. Найбільш прийнятними, з точку зору теорії, виглядають суперсиметричні партнери відомих частинок, які дуже слабо взаємодіють з матерією (головним чином вони проявляють себе за рахунок маси, тобто через гравітаційну взаємодію із баріонною матерією). Такі частинки очікуються масивними (від одиниць до сотень ГеВ) слабко взаємодіючими частинками (weakly interacting massive particles, WIMP). Пошук взаємодії таких частинок з ядрами є однією з найбільш актуальних задач фізики елементарних частинок і ведеться у багатьох низькофонових експериментах. Крім тогою, на роль темної матерії запропоновані аксіони (гіпотетичні частинки, введені для пояснення збереження СР інваріантності у сильній взаємодії) і стерильні нейтрино.

4.1. Пошук стерильних нейтрино

Пошук важких стерильних нейтрино (які присутні у багатьох розширення стандартної моделі елементарних частинок і розглядаються як кандидати на темну матерію) з масою $m_{\nu_{H}} \ge 2m_{e}$ (де $m_{\nu_{H}}$ – маса стерильного нейтрино, m_{e} – маса електрона) був здійснений детектором Borexino у припущенні, що такі частинки можуть випромінюватися на Сонці в розпадах ⁸B \rightarrow ⁸Be + e⁺ + ν_{H} . В детекторі такі частинки можуть бути зареєстровані, наприклад, у результаті розпаду в легке стерильне нейтрино і електрон позитронну пару $\nu_{H} \rightarrow \nu_{H} e^{-} + e^{+}$. Діаграми Фейнмана, які пояснюють виникнення важких стерильних нейтрино у термоядерних реакція у ядрі Сонця показані на Рис. 4.1.



Рис. 4.1. Діаграми Фейнмана, які пояснюють можливі канали виникнення важких стерильних нейтрино у термоядерних реакціях у ядрі Сонця: ⁸В \rightarrow ⁸Be + e⁺ + $v_{\rm H}$ (a), $v_{\rm H} \rightarrow v_{\rm e} + e^+ + e^-$ (b, c). Також показано канал розпаду з лише нейтрино у кінцевому каналі («невидимий» канал) $v_{\rm H} \rightarrow v_e v_i \overline{v_i}$ (d).

Для пошуку подій від важких стерильних нейтрино до даних детектора Borexino було застосовані різні критерії відбору. Початковий енергетичний спектр набраний у

експерименті Borexino, а також спектри отримані у результаті відбору подій за різними критеріями з метою пошуку подій від важких стерильних нейтрино показані на Рис. 4.2.



Рис. 4.2. Енергетичні спектри подій у детекторі Вогехіпо, що пройшли відбір з метою пошуку подій від важких стерильних нейтрино. Зверху донизу: (1) необроблений спектр; (2) вето 2 мс після проходження мюона; (3) вето 20 с після проходження мюона через воду стальної сфери; (4) відбір подій у внутрішньому об'ємі детектора з нижчим рівнем фону.

Теоретично очікувані спектри подій від важких стерильних нейтрино різної маси, що взаємодіють з речовиною детектора шляхом реакцій $v_{\rm H} \rightarrow v_{\rm L} + e^+ + e^-$ для нейтрино різної маси (4, 8, 10 і 12 MeB) за умови, що параметр змішування складає $|U_{eH}|^2 = 1.0 \times 10^{-5}$, показані на Рис. 4.3.



Рис. 4.3. Теоретично очікувані спектри подій від важких стерильних нейтрино з масою $m_{\nu_H} = 4,8,10,12$ МеВ (цифри біля кривих) що взаємодіють з речовиною детектора шляхом реакцій $\nu_{\rm H} \rightarrow \nu_{\rm L} + e^+ + e^-$ з параметром змішування $|U_{eH}|^2 = 1.0 \times 10^{-5}$.

На Рис. 4.4. показано спектр детектора Borexino в діапазоні енергій (4.8-12.8) МеВ з результатами підгонки в рамках різних припущень про механізми взаємодії стерильних нейтрино у детекторі.



Рис. 4.4. Спектр детектора Borexino в діапазоні енергій (4.8-12.8) МеВ. Криві показують: оптимальну підгонку (1),підгонку умови великого кута за змішування при наявності ефекту Смірнова-Міхєєва-Вольфенштейна (2), 15 подій розпаду ¹¹Ве (3); функція відгуку детектора нейтрино для розпаду 3 масою $m_{\rm vH} = 8$ MeB. На вставці показана залежність функції правдоподібності L від змішування $\left|U_{eH}\right|^4$ для параметра $m_{\rm vH} = 8$ MeB.

В результаті підгонок експериментальних даних отримані обмеження на параметр змішування $|U_{eH}|$ як функції маси нейтрино m_v (90% С.Л.), показані на Рис. 4.5, де вони порівнюються з результатами реакторних експериментів з пошуку процесу $v_H \rightarrow v_L + e^+ + e^-$ шляхом обміну W-бозонами та обмеженнями, отриманими на колайдері у дослідженнях процесу утворення стерильного нейтрино у розпаді $\pi \rightarrow e + v$.



Рис. 4.5. Обмеження на параметр змішування $|U_{eH}|^2$ в залежності від маси нейтрино m_v. Крива 1 показує обмеження на $|U_{eH}|^2$ і масу стерильного нейтрино m_v отримані в даній роботі (виключені значення знаходяться всередині області з довірчою ймовірністю 90%); крива 2 показує результати отримані в реакторних експериментах з пошуку процесу $v_H \rightarrow v_L + e^+ + e^-$ шляхом обміну W-бозонами [232]. Крива 3 показує обмеження на процес з утворенням стерильного нейтрино у розпаді $\pi \rightarrow e + v$ [233].



Рис. 4.6. Область обмежень на параметри $|U_{eH}|^2$ та m_{vH} в діапазоні мас (0.01-100) МеВ у порівнянні результатами інших експериментів.

Таким чином, в експерименті Вогехіпо розпади, які можна інтерпретувати як розпади з утворенням масивних стерильних нейтрино, не спостерігаються і тому було встановлене нове (суттєво вище, ніж у дослідах на реакторах та прискорювачах) обмеження на параметр змішування важкого стерильного нейтрино масою 1.5 MeB $\leq m_{v_H} \leq 14$ MeB на рівні $|U_{eH}|^2 \leq (10^{-3} - 4 \times 10^{-6})$ [234]. Ці обмеження на 3 порядки величини перевищують попередні результати пошуку розпадів $v_H \rightarrow v_L + e^+ + e^-$ і у 1.5-4 рази перевищують отримані у дослідженнях розпаду $\pi \rightarrow e + v$ на колайдері.

4.2. Пошук порушення закону збереження електричного заряду

Детектор Вогехіпо, завдяки великому об'єму і низькому рівню фону, був застосований для пошуку порушення закону збереження електричного заряду. Можливість незбереження електричного заряду обговорюється у теоретичних роботах [235, 236, 237, 238, 239, 240], ведуться пошуки різних ефектів, які могли б бути наслідком порушення закону збереження електричного заряду [241, 242]. Установка Вогехіпо - це детектор з рідким сцинтилятором, розташований глибоко під землею у підземній лабораторії Гран Сассо в Італії. У випадку розпаду електрону на гамма-квант і нейтрино у спектрі має спостерігається пік з енергією 256 кеВ. Енергетичний спектр електронів і гамма-квантів в інтервалі енергій від 150 до 600 кеВ виміряний детектором Вогехіпо показано на Рис. 4.7. У спектрі не спостерігається пік з енергією 256 кеВ, тому було встановлено обмеження на процес розпаду електрона по каналу $e \rightarrow \gamma + v$. Спектр був апроксимований добре встановленими компонентами фону: β-спектром ¹⁴C, альфа-піком від розпаду ²¹⁰Ро, спектрами сонячних нейтрино від різних джерел.



Рис. 4.7. Енергетичний спектр в інтервалі енергій від 150 до 600 кеВ. Показані головні компоненти фону: β -спектр ¹⁴С (зелена лінія), пік альфа-розпаду ²¹⁰Ро на енергії близько 400 кеВ, Сонячні нейтрино, згруповані в блакитну криву, за винятком найважливіших p-р нейтрино, які показані блакитним кольором. Гіпотетичний пік з енергією 256 кеВ (γ лінія від розпадів електрона на гамма-квант і нейтрино), виключений з довірчою ймовірністю за 90% показаний червоним. Стрілка вказує на середнє значення виявленої енергії, що менше, ніж 256 кеВ через ефект нижчої сцинтиляційної ефективності при поглинанні у рідкому сцинтиляторі електронів. Апроксимація виконана у діапазоні 164-590 кеВ.

Підгонка дозволила встановити нове обмеження на процес розпаду електрона по каналу е $\rightarrow \gamma + \nu$ на рівні (час життя) $\tau \ge 6.6 \times 10^{28}$ років з довірчою ймовірністю 90% [243], що на 2 порядки краща, ніж попередня межа встановлена у подібному експерименті за допомогою детектора CTF (допоміжний детектор, збудований для перевірки радіоактивної забрудненості сцинтилятора для експерименту Borexino) [244].

Подією у фізиці стало спостереження колаборацією LIGO у 2015 – 2016 роках 3-х подій у лазерному інтерферометрі, які були інтерпретовані як реєстрація гравітаційних хвиль від злиття масивних чорних дір. Кількома нейтринними детекторами і обсерваторією космічних променів надвисоких енергій Ріегге Auger Observatory були воконані пошуки нейтринних сигналів, які б корелювали у часі з гравітаційними хвилями, але нічких сигналів у цих експериментах не було зареєстровано [245, 246, 247, 248]. За допомогою детктора Вогехіпо було виконано пошук кореляцій між нейтрино і спостереженими гравітаціними хвилями. Шукались корельовані нейтринні події з енергіями більше 250 кеВ у часовому вікні ± 500 с центром навколо виявлених гравітаціних хвиль GW 150914, GW 151226 і GW 170104. Спектр знайдених подій показано на Рис. 4.8.



Рис. 4.8. Енергетичний спектр даних детектора Borexino, відібрані V проміжках часу, що містять події від гравітаційних хвиль GW 150914, GW 151226 та GW 170104. Спектри, що відповідають GW 151226 і GW 170104 зсунуті ліворуч на 15 і 30 кеВ, відповідно. У спектрі видно основні спектральні компоненти. шо відповідають електронам віддачі при пружному розсіюванні нейтрино від ⁷Ве у Сонці, розпади космогенного ¹¹С та зовнішні гамма-події, викликані ²¹⁴Ві та ²⁰⁸ТІ за межами розпадами внутрішнього об'єму детектора Borexino.

На Рис. 4.9 показані події у детекторі Вогехіпо з енергією між 0.25 і 15 МеВ в часовому інтервалі в межах ± 3000 сек від гравітаційних хвиль GW 150914 (чорні кола), GW 151226 (червоні квадрати), і GW 170104. Усі події узгоджуються з очікуваною швидкістю лічби сонячних нейтрино та фону і не можуть бути визначені як такі, що корелюють у часі з гравітаціими хвилями.



Рис. 4.9. Події у детекторі Вогехіпо з енергією між 0.25 і 15 МеВ в часовому інтервалі сек в межах \pm 3000 віл гравітаційних хвиль GW 150914 (чорні кола), GW 151226 (червоні квадрати), і GW 170104 (сині трикутники). Найближчі події з енергією 0.267, 0.485 та 0.700 МэВ на 265, 291 та 270 секундах після гравітаційних хвиль GW 150914, GW 151226 та GW 17010, відповідно. Усі події узгоджуються з очікуваною швидкістю сонячного нейтрино та фону.

Загалом було знайдено п'ять кандидатів для усіх трьох подій гравітаційних хвиль. Це відповідає очікуваній кількості сонячних нейтрино та фонових подій. В результаті було отримано найкращі поточні верхні межі для всіх ароматів нейтрино (електронного, мюонного та тау-лептонного), що можуть бути пов'язані з гравітаціними хвилями, в діапазоні енергії нейтрино 0.5-5.0 MeB.

4.4. Пошук кореляцій між нейтрино і гамма-спалахами

Природа і механізм гамма-спалахів, коли за короткий час у кілька секунд виділяється величезна енергія, залишається однією з нерозв'язаних проблем астрофізики [249, 250]. За допомогою детектора Borexino були здійснені пошуки подій від нейтрино та антинейтрино, які б корелювали з 2350 гамма-сплесками (GRBs) у період з грудня 2007 року до листопада 2015 року. Вперше в аналізі були використані дві напівнезалежні системи збору даних установки: початкова електронна система, з швидкими оцифровувачами форми сигналів (FADC), встановлена для реєстрації сонячних нейтрино з енергіями до кількох MeB, а також нова система швидкісного оцифровування сигналів, налаштована на події, енергія яких перевищує 1 MeB.

Статистично значущі перевищення над фоном не були спостережені. На Рис. 4.10. показане обмеження на потік нейтрино від GRB в залежності від енергії нейтрино отримані у різних експериментах: SuperKamiokande [251], SNO [252], та Kam-LAND [253]. Показано також результат Вогехіпо отриманий з електронікою встановленою з початку експерименту і з швидкими оцифровувачами форми сигналів (FADC).



Рис. 4.10. Обмеження на потік нейтрино від GRB в залежності від енергії нейтрино отримані у різних експериментах: SuperKamiokande [251], SNO [252], та Kam-LAND [253]. Показано також результат Вогехіпо отриманий з електронікою встановленою з початку експерименту і з швидкими оцифровувачами форми сигналів (FADC).

Були виконані пошуки кореляцій сигналів у детекторі Вогехіпо з подіями GRBs. Розсіювання моно-енергетичних нейтрино з енергією E_v на електронах призводить до електронів віддачі з комптонівським безперервним енергетичним спектром з максимальною енергією $T_{\text{max}}v = 2E_v^2 / (m_e + 2E_v)$. Таким чином, обмеження на потік нейтрино з енергією E_v повинна бути розрахована за такою формулою:

$$\Phi_{\nu}(E_{\nu}) = \frac{N_{90}^{\nu e}(E_{\nu})}{N_{e}\sigma_{\rm eff}(E_{\nu})} , \qquad (4.1)$$

де Ne = 8.8 10^{31} – кількість електронів у сцинтиляторі детектора Borexino, $\sigma_{\text{eff}}(E_v)$ ефективний переріз взаємодії нейтрино з енергією E_v шляхом реєстрації електрона з енергією *T* в інтервалі ($T_{\text{th}} > 0$, T_v^{up}), де $T_v^{\text{up}} = T_v^{\max} + \sigma_T(T)$ і σ_T – енергетична роздільна здатність детектора з 100% ефективністю реєстрації. Величина $\sigma_{\text{eff}}(E_v)$ може бути записана як:

$$\sigma_{\rm eff}(E_{\nu}) = \int_{T_{th}}^{T_{\nu}^{up}} F(T) dT , \qquad (4.2)$$

де:

$$F(T) = \int_{T^{-}}^{T^{+}} \frac{d\sigma(E_{\nu}, T')}{dT'} G(T', \sigma(T'); T) dT.$$
(4.3)

Тут $G(T, \sigma(T); T)$ - функція Гауса, що враховує не ідеальну роздільну здатність детектора. Енергетичний спектр детектора Вогехіпо за умови кореляції з GRBs показаний на Рис. 4.11. Якщо проаналізувати різницю між спектрами виміряними у часових інтервалах $N_{\text{GRB}} \times \Delta t_{\text{SIG}}$ та $N_{\text{GRB}} \times \Delta t_{\text{BGR}}$, можна побачити, що у спектрі (див. вставку на Рис. 4.9.) немає перевищень, які б вказували на події викликані GRBs. Стрілки показують енергетичні пороги T_{th} з рівняння 4.2 вибрані для окремого аналізу даних. Лінія 4 показує очікуваний спектр від потоку нейтрино на один GRB 10¹⁰ см⁻² з енергією 14 МеВ.



Рис. 4.11. Енергетичний спектр детектора Вогехіпо за умови кореляції з GRBs. У вставці показана різниця між спектрами виміряними у часових інтервалах $N_{GRB} \times \Delta t_{SIG}$ та $N_{GRB} \times \Delta t_{BGR}$ (див текст, в одиницях стандартної похибки). Стрілки показують енергетичні пороги T_{th} з рівняння 4.2 вибрані для окремого аналізу даних. Лінія 4 показує очікуваний спектр від потоку нейтрино на один GRB 10¹⁰ см⁻² з енергією 14 MeB.

Був також виконаний пошук електронних антинейтрино, що взаємодіють шляхом зворотного бета-розпаду з протонами з енергіями від 1.8 до 15 МеВ. На Рис. 4.12. показані отримані обмеження на потік нейтрино оцінене за умови пружного розсіяння на електроні нейтрино, антинейтрино, мюонного і тау-нейтрино і мюонного та тау-антинейтрино. Отримані обмеження порівнюються з результатами експериментів SNO та Super Kamiokande.



Рис. 4.12. Обмеження на потік нейтрино оцінене за умови пружного розсіяння на електроні нейтрино (лінія 1), антинейтрино (лінія 2), мюонного і тау-нейтрино (3) і мюонного та тау-антинейтрино (4). Крім того, показані обмеження отримані в експериментах SNO (лінія 5) та Super Kamiokande (лінія 6). Також було встановлене найкраще обмеження на потік нейтрино від GRBs з енергією нижче 8 MeB. Також був виконаний пошук сигналів від нейтрино та антинейтрино від GRB, що розсіюються на електронах. Дослідження цього каналу стало можливим завдяки дуже високій радіоактивній чистоті сцинтилятора Borexino. Були отримуємо найкращі обмеження на потоки нейтрино усіх ароматів з енергією нижче 7 MeB. Нарешті, були досліджені часові кореляції між GRB та сплесками нейтринних подій (див. Рис. 4.13 де показані розподіли кратності для всіх сплесків подій у детекторі Borexino).



Рис. 4.13. Розподіл кратності для всіх сплесків подій у детекторі Вогехіпо. Через невеликі відмінності результати, отримані без використання системи FADC, візуально не відрізняються.

Як можна бачити на Рис. 4.14. у даних не спостерігаються збіги між спостережуваними сплесками подій у детекторі з кратністю З з гамма-сплесками: фактично, розподіл таких сплесків не відрізняється від розподілу випадково генерованих часів подій, що дорівнює кількості використаних у цьому аналізі GRB.



Рис. 4.14. Розподіл кількості спостережуваних збігів, Nін, між спостережуваними сплесками з кратністю 3 (у часовому інтервалі 40 с) та 10000 наборами випадково генерованих часів подій, що дорівнює кількості використаних у цьому аналізі GRB. Вертикальна пунктирна червона лінія показує Nin, що відповідає дійсному часу подій GRB.

Таким чином, нейтринних сигналів, що корелюють у часі з гамма-сплесками в даних детектора Borexino набраних у період з грудня 2007 року до листопада 2015 року не спостережено [254].

4.5. Пошук аксіонів від ⁸³Кг у Сонці

Загальний вигляд гамільтоніану квантової хромодинаміки (КХД) містить член, який порушує СР-симетрію у сильній взаємодії [255, 256]. Проте, це порушення не спостерігається експериментально. Це протиріччя відомо як проблема збереження СРінваріантності у квантовій хромодинаміці. Одне з найпростіших і елегантних рішень цього протиріччя було запропоноване Р. Печчеї (R.D. Рессеі) та Г. Квінн (H.R. Quinn) у 1977 році [257] які запропонували ввести нову глобальну симетрію (назвемо її РQ- симетрією). Спонтанне порушення РQ-симетрії на масштабі енергії f_a повністю компенсує член, який, відповідальний за порушення СР-симетрії у гамільтоніану квантової хромодинаміки. У 1978 році Вайнберг [258] і Вільчек [259] незалежно один від одного показали, що ця модель призводить до існуванню аксіонів - нової псевдоскалярної нейтральної частинки. Маса аксіонів пов'язана з масштабом порушення РQ-симетрії наступним чином: m_a (eB) = $6 \times 10^6 / f_a$ (ГеВ).

Взаємодія аксіонів з різними компонентами звичайної матерії описуються різними ефективними константами зв'язку: $g_{a\gamma}$ (взаємодія з фотонами), g_{ae} (електронами), g_{aN} (нуклонами), які також обернено пропорційні f_a . Значення ефективних констант зв'язку невідомі, у той час як співвідношення між $g_{a\gamma}$, g_{ae} і g_{aN} залежать від моделі.

У перших роботах маси аксіонів оцінювалися на рівні ~100 кеВ. Але такі великі маси були виключені у численних експериментах (див. посилки у розділі 7.3.1 книги [260]). В сучасних моделях з аксіонами їх маси і константи зв'язку можуть мати дуже малі значення (m_a аж до 10⁻¹² еВ). Слід зазначити, що крім вирішення проблеми збереження СРінваріантності у квантовій хромодинаміці, аксіони розглядаються як одні кращих кандидатів на роль темної матерії [261, 262, 263, 264, 265].

Пошук аксіонів, які можуть випромінюватися в Сонці в переході М1 ядра ⁸³Кг, був здійснений за допомогою низькофонового пропорційного лічильника наповненого криптоном збагаченим ізотопом ⁸³Кг до 58%. У даних накопичених впродовж 188 діб немає піка на енергії 9.4 кеВ, звідки встановлене жорстке обмеження на масу аксіонів < 100 еВ [266].

В іншому підході (запропонованому авторами проекту) обмеження на масу аксіонів, що можуть випромінюватися в Сонці в результаті переходів ядер ⁵⁷Fe ($m_a < 1.8$ кеВ), було отримане з даних про тепловиділення Землі у припущенні, що уся енергія вивільнюється в результаті поглинання аксіонів [267].

Енергетичні спектри виміряні камерою з криптоном виміряні за 188.3 доби показані на Рис. 4.13. В спектрі домінує пік, пов'язаний з активністю космогенного ізотопу ⁸¹Kr $(T_{1/2} = 2.1 \times 10^5$ років), який утворюється в атмосфері по реакціях ⁸²Kr (n, 2n) ⁸¹Kp i ⁸⁰Kr (n, γ) ⁸¹Kr. Ядро ⁸¹Kr розпадається шляхом електронного поглинання у 99.7% випадків на основний стан ядра ⁸¹Br. Положення піку відповідає енергії зв'язку електрона на Коболонці атома Br (13.47 кеВ). Лівий край цього піку має більш складну форму, що викликане наявністю піків з енергіями 11.91 і 8.05 кеВ, які пов'язані з реєстрацією рентгенівських квантів K_{1,2} брому і міді. В спектрі також спостерігається пік з енергією 46.5 кеВ, пов'язаний з активністю ²¹⁰Pb із сімейства ²³⁸U. Розподіл імпульсів за часом наростання переднього фронту і по відношенню амплітуд вторинного і первинного імпульсів A_1/A_0 також наведено на Рис. 4.15. Для відбору одиночних подій, що відбуваються в центральній частині детектора, було накладено дві умови: $\tau < 4.6$ мкс і $A_1 / A_0 > 0.15$, де τ - час наростання сигналів, A_0 - імпульс первинної іонізації і A_1 - вторинний імпульс фотоемісії з катода, викликаний фотонами, що виникають при розвитку первинної лавини поблизу анода. Цей аналіз дозволив значно знизити фон детектора.



Рис. 4.15. Енергетичні спектри виміряні камерою з криптоном виміряні за 188.3 доби. 1 - спектр усіх зареєстрованих сигналів; 2 - спектр сигналів після відбору з подій $\tau < 4.6$ мкс і $A_1 / A_0 > 0.15$ (див. текст).

Співвідношення між часом наростання переднього фронту імпульсу τ і відношенням амплітуд вторинного імпульсу фотоемісії з катода і первинного іонізаційного імпульсу A_1 / A_0 показані на Рис. 4.16. Для відбору одиночних подій, що відбуваються в центральній частині детектора, було накладено два умови: $\tau < 4.6$ мкс і $A_1 / A_0 > 0.15$.



Рис. 4.16. Розподіл ймовірності для: 1 часу наростання переднього фронту імпульсу, 2 - відношення амплітуд вторинного імпульсу фотоемісії з катода і первинного іонізаційного імпульсу.

Енергетичний інтервал 4.5-20 кеВ спектра 2, в якому слід очікувати появи піку від, аксіонів, показаний на Рис. 4.15. Видно, що пік з енергією 9.4 кеВ явно не проявився. Для визначення інтенсивності піку використовувався метод максимального правдоподібності. Для опису безперервного фону була обрана сума лінійної по енергії E (A + BE) і експоненційної функцій (C exp(-DE)). Остання враховувала зростання фону при низьких енергіях. Додатково була додана функція F_1 arctan [($E - F_2$) / F_3] з характерним вигином при енергії F_2 для обліку подій з неповним збором заряду у пропорційній камері. Результати підгонки показані на Рис. 4.17.



Рис. 4.17. Результати підгонки: 1 спектр подій в центральній області (спектр 2 на Рис. 4.13); 2, 3 - гаусові функції з енергією 13.47 і 11.91 кеВ, відповідно; 4 - число подій в піку з енергією 9.4 кеВ становить $2S_{\text{lim}}$, де S_{lim} – верхня межа на число подій, які можуть бути виключені з довірчою ймовірністю 95%.

Верхні обмеження на масу адронного аксіону в залежності від параметрів *S* і *z* (95% довірчої ймовірності) показані на Рис. 4.18.



Рис. 4.18. Верхні обмеження на масу адронного аксіону в залежності від параметрів *S* і *z* (95% довірчої ймовірності).

Таким чином, за допомогою пропорційної камери наповненої збагаченим криптоном 83 проведено пошук резонансного поглинання сонячних аксіонів з енергією 9.4 кеВ ядрами ⁸³Kr, що могло б приводити до збудження першого ядерного рівня ⁸³Kr. В результаті отримано нове обмеження на константи зв'язку аксіонів з нуклоном: $|g_{AN}^3 - g_{AN}| < 1.29 \times 10^{-6}$, що відповідає обмеженню на масу адронного аксіону $m_A < 100$ eB з довірчою ймовірністю 95% [268].

4.6. Пошуки темної матерії в експерименті DarkSide

Поточний стан пошуків темної матерії у прямих лічильних експериментах та чутливість майбутніх експериментів показано на Рис. 4.19. У деяких експериментах повідомляється про спостереження темної матерії, в інших встановлюються лише обмеження на переріз взаємодії частинок темної матерії з ядрами в залежності від маси перших.



Рис. 4.19. Поточний стан пошуків темної матерії у прямих лічильних експериментах та чутливість майбутніх експериментів (з роботи [269]). Затінені області показують результати досліджень, у які повідомляють про спостереження темної матерії. Неперервні лінії показують обмеження отримані в експериментах, де ефект не спостерігається. Штрихові лінії показують прогнозовану чутливість майбутніх експериментів на основі різних припущень. Червона пунктирна лінія показує чутливість DarkSide-G2 у випадку нульового фону в області інтересу при експозиції 18 тон × років.

Перші прямі пошуки темної матерії за допомогою прототипу детектора DarkSide-50 були виконані у підземній лабораторії Гран Сассо. Детектор темної матерії DarkSide-50 - це проекційна камера з рідким аргоном з активною масою (46.4 \pm 0.7) кг, яка працює в органічному рідкому сцинтиляторі нейтронного вето масою 30 т, який у свою чергу встановлений у центрі резервуару з 1000 т води. Вода слугує черенковським вето для відкидання подій від залишкового потоку космічних мюонів. Сигналів темної матерії не було спостережено. Це найбільш чутливий пошук темної матерії, виконаний за допомогою аргонової мішені, що відповідає верхній межі 90% Д.В. на спін-незалежний перетині частинок темної матерії на нуклонах 6.1 \times 10⁻⁴⁴ см² для маси частинок темної матерії 100 ГеВ.

На Рис. 4.20 представлено енергетичний спектр фону набраний детектором DarkSide-50 з аргоном з додаванням аргон ^{83m}Ar м, який розпадається З випромінюванням електронів конверсії з енерговиділенням 41.5 кВ.



Рис. 4.20. Енергетичний спектр виміряний детектором DarkSide-50 з аргоном отриманим 3 повітря. Синій: спектр S1. отриманий з додаванням аргон ^{83m}Ar м, який розпадається З випромінюванням електронів конверсії з енерговиділенням 41.5 Червоний являє ĸВ. собою апроксимацію спектру ^{83m}Kr + ³⁹Ar, що дає світловихід (7.9 ± 0.4) фотонів / кеВ при нульовому дрейфі поля.

На Рис. 4.21. показано обмеження на переріз взаємодії частинок темної матерії з речовиною у випадку незалежно від спіну взаємодії, отриманий у експерименті DarkSide-50 із застосуванням атмосферного аргону у порівнянні з результатами експериментів LUX, XENON100, PandaX, CDMS, та WARP.



4.21. Переріз Рис. взаємодії частинок темної матерії 3 речовиною у випадку взаємодії незалежно від спіну. Обмеження отримані експерименті y DarkSide-50 [127. 2701 iз застосуванням атмосферного аргону порівнянні з результатами експериментів LUX [271], XENON100 [272], PandaX [273], CDMS [274], та WARP [275].

Після вимірювань з аргоном, отриманим з атмосферного повітря, детектор DarkSide-50 був заповнений низькофоновим аргоном, видобутим у підземних умовах. На Рис. 4.22. показані нормалізовані інтегральні спектри сцинтиляційних сигналів у рідкому аргоні від подій одиночного розсіювання в атмосферному аргоні (чорна гістограма) та аргоні видобутим під землею.



Рис. 4.22. Нормалізовані інтегральні спектри сцинтиляційних сигналів у рідкому аргоні (S1)віл полій розсіювання одиночного В атмосферному аргоні (чорна гістограма) та аргоні видобутим під (синя гістограма). землею Також ⁸⁵Kr показані спектр (зелена ³⁹Ar (помаранчева гістограма) та гістограма), що отримані підгонкою даних методом Монте-Карло. Пік з амплітудою близько нуля у спектрі, отриманому з аргоном видобутим під ³⁷Ar. землею. належить шо € результатом активації аргону космічними променями. Пік при ~ 600 РЕ пов'язаний з у-променевими від комптонівського розсіяння.

На Рис. 4.23 показано двовимірний розподіл сигналів f90 (частина сцинтиляційного сигналу у рідкому аргоні S1 за перші 90 нс) відносно сигналів S1 від ядер віддачі отримані у калібрувальних вимірюваннях з нейтронами від джерела AmBe та масштабований з вимірювань в експерименті SCENE. Ці вимірювання показують потенціал детектора по відкиданню фонових подій від електронів віддачі після взаємодії з β-частинками та γ-квантами.



Рис. 4.23. Двовимірний розподіл сигналів f90 (частина сцинтиляційного сигналу у рідкому аргоні S1 за перші 90 нс) відносно сигналів S1 від ядер віддачі отримані у калібрувальних вимірюваннях з нейтронами від джерела AmBe (синій) та масштабований з вимірювань в експерименті SCENE (червоні точки) [276, 277]. Сірі точки вказують на верхню межу області ядер віддачі (ЯВ) з калібрування та нижню межу на події електронів віддачі (ЕВ) від фонових β-частинок та γ-квантів. Події в регіоні між смугами ЯВ та ЕВ пов'язані з непружним розсіюванням нейтронів високих енергій, та одночасним випромінюванням нейтронів і у-променів джерелом AmBe.

Додаткові критерії відбору подій дозволяють суттєво знизити фон в області інтересу експерименту DarkSide, як це видно на Рис. 4.24 де показано розподіл параметрів f90 відносно S1, що пройшли усі критерії відбору. Затінена область показує регіон де очікуються сигнали від WIMP. Зона пошуку WIMP з довірчою ймовірністю 99% знаходиться все ще далеко від фону, викликаного електронами віддачі.



Рис. 4.24. Розподіл параметрів f90 відносно S1, що пройшли усі критерії відбору. Затінена область показує регіон де очікуються сигнали від WIMP (WIMP search region). Червоні невизначеністю) ïχ точки (3 виводяться вимірювань 3 R експерименті SCENE. Зона пошуку WIMP з довірчою ймовірністю 99% знаходиться все ще далеко від фону, викликаного електронами віддачі.

Перевага використання аргону підземного походження добре видна на Рис. 4.25, де порівнюються нормовані фонові енергетичні спектри виміряні детектором з наповненням аргоном виробленим з атмосферного повітря та підземного походження. Також на Рис. 4.23 показано підгонка даних моделлю отриманою з допомогою моделюванням методом Монте Карло і окремі компоненти фону 85 Kr та 39 Ar.



Порівняння Рис. 4.25. вимірюваних спектрів з аргоном виробленим 3 атмосферного повітря (чорний) та підземного походження (синій). Також показано підгонка даних моделлю отриманою з допомогою моделюванням Монте Карло методом i окремі компоненти фону⁸⁵Кг (зелений) та 39Аг (оранжевий).

Результати експерименту DarkSide-50 із застосуванням о аргону видобутого під землею показані на Рис. 4.26 де вони порівнюються з результатами інших експериментів з пошуку темної матерії LUX, XENON100, PandaX, CDMS та WARP.



Рис. 4.26. Переріз взаємодії частинок темної матерії 3 речовиною у випадку взаємодії незалежно від спіну. Обмеження отримані у експерименті DarkSide-50 [127] із застосуванням о аргону видобутого під землею y порівнянні результатами 3 експериментів LUX [278], XENON100 [272], PandaX [279], CDMS [280], та WARP [275].

Перспективи експерименту, який має бути реалізований з масою аргону у 3 тони, ілюстрована на Рис. 4.27, де наведено двовимірний розподіл параметрів f90 та S1 подій виміряних з аргоном підземного походження. Видно, що область параметрів, де мають бути події від WIMP з довірчою ймовірністю 99%, розміщена достатньо далеко від фону спричиненого бета-частинками і гамма-квантами.



Рис. 4.27. Двовимірний розподіл параметрів f90 та S1 подій виміряних з аргоном підземного походження, після відбору за різними критеріями. Видно, що область параметрів, де бути події від WIMP з мають довірчою ймовірністю 99%. розміщена достатньо далеко від фону бета-частинками спричиненого i гамма-квантами.

Таким чином, у експерименті DarkSide-50 із застосуванням аргону видобутого під землею показано, що підземний аргон містить ³⁹Ar на рівні меншому у 1.4×10^3 ніж атмосферний аргон. У вимірюваннях впродовж понад 70.9 діб з підземним аргоном не отримано сигналу від темної матерії і встановлено обмеження переріз взаємодії WIMP з ядрами становить 2.0×10^{-44} см² (8.6×10^{-44} см², 8.0×10^{-43} см²) для маси WIMP 100 ГеВ (1 ТеВ, 10 ТеВ).

4.7. Обмеження на магнітний момент нейтрино

У стандартній теорії електрослабктх взаємодій масивні нейтрино мають мати магнітний момент, величина якого пропорційна масі нейтрино Дірака:

$$\mu_{\nu} = \frac{3m_{\nu}G_F}{4\pi^2\sqrt{2}}m_{\nu}\mu_B \approx 3.2 \times 10^{-19} \left(\frac{m_{\nu}}{1 \text{ eV}}\right)\mu_B,$$
(4.4)

де
$$\mu_B = \frac{eh}{4\pi m_e}$$
 - магнетон Бора, m_e – маса електрона, G_F – константа звязку Фермі.

В даних експерименту Вогехіпо був виконаний пошук ефективного магнітного моменту сонячного нейтрино. Для цьогоо були проаналізовані дані наьрані за 1291.5 діб експозиції під час другої фази експерименту Вогехіпо. У випадку наявності у нейтрино магнітного моменту у спектрі мають спостерігатися розподіли при низьких енергіях, як поаказано на Рис. 4.28.



Рис. 4.28. Енергетичний спектр виміряний детектором Вогехіпо і його фіт моделлю, що включає у себе відгук детектора до бета-розпадів ¹⁴С та альфа-розпаду ²¹⁰Ро у рідкому сцинтиляторі, нейтрино від Сонця, розпади космогенних ¹¹С і ⁸⁵Кг. Показано також відгук до розсіяння нейтрино у випадку ефективного моменту нейтрино $\mu_B^{\text{eff}} = 2.8 \times 10^{-11} \mu_B$. Розподіли для $\mu_B^{\text{eff}} = 2.8 \times 10^{-11} \mu_B$ та $\mu_B^{\text{eff}} = 0$ мають схожу форму.

У даних відсутні значні відхилення від очікуваної форми електронного спектру від сонячних нейтрино (див. Рис. 4.29) і було встановлено нову верхню межу на ефективний магнітний момент нейтринно $\mu_B^{\text{eff}} \leq 2.8 \times 10^{-11} \mu_B$ з 90% С.L.



Рис. 4.29. Результат зваженого профілю правдоподібності, який використовується для оцінки межі магнітного моменту нейтрино. Профіль не відповідає гауссовому розподілу, оскільки він спадає до 0 швидше, ніж нормальний розподіл. Обмеження відповідає 90% загальної площі під кривою.

РОЗДІЛ 5 ДОСЛІДЖЕННЯ РІДКІСНИХ ЯДЕРНИХ РОЗПАДІВ ТА ПОШУК ЕКА-ЕЛЕМЕНТІВ

5.1. Дослідження корельованих електрон-позитронних пар у α-розпаді²⁴¹Am

Як експериментальні так і теоретичні дослідження слабких взаємодій в ядрах свідчать про наявність різних електромагнітних явищ додатково до основних процесів розпаду, наприклад, альфа-розпаду. Зокрема у альфа-розпаді може, хоч і з дуже малою вірогідністю, випромінюватися електрон-позитронні пари. Новий пошук корельованих електрон-позитронних пар у розпаді ²⁴¹Ам був виконаний у підземній Національній лабораторії Гран Сассо з використанням сцинтиляційних детектори NaI(Tl) установки DAMA / LIBRA. Річ у тім, що гамма-джерела ²⁴¹Ам використовуються для калібрування енергетичної шкали цього детектора і за увесь час вимірювань (який складає вже багато років) набрано дуже багато даних таких вимірювань. В експериментальних даних є надлишок подій в області енергій 511 кеВ (див. Рис. 5.1), які не можна пояснити відомими компонентами фону.



Рис. 5.1. Розподіл подій збігів у парах поряд розміщених детекторів NaI(Tl): а) ²⁴¹Am; експериментальний спектр, виміряний за 3.92 діб i3 джерелами b) експериментальна дані набрані без джерел (кількість відображених подій нормалізується до того самого часу, що і у випадку а)); b) модель процесу випромінювання електронпозитронних пар в альфа-розпадах ²⁴¹Am, отримана методом Монте Карло (кількість відображених подій нормалізується до того самого часу, що і у випадку а); d) модель анігіляцій позитронів всередині джерел, отриманих отримана методом Монте Карло (кількість подій у червоній коробці в 100 разів перевищує а)). Червоні прямокутники визначають область з E1 та E2 в енергетичному вікні (465-557) кеВ (± 2 ° близько 511 кеВ); Події збігів 511-511 кеВ є на рисунку а), тоді як вона відсутня в b) і c).

Можливі фонові процеси, які б приводили до появи електрон-позитронних пар були ретельно проаналізовані. При цьому у джерелі ²⁴¹Am було виявлено наявність ²⁴³Am і ¹⁵⁴Eu, які присутні як домішки. Наявність ¹⁵⁴Eu показана на Рис. 5.2, де експериментальний спектр порівнюється з моделлю відгуку детектора до розпадів ¹⁵⁴Eu.



Рис. 5.2. Розподіл подій E_2 за умови, що E_1 знаходився в енергетичному вікні 100-150 кеВ (див. Рис. 5.1 а), за 3.92 діб у присутності джерел ²⁴¹Am та за 24.6 діб без джерела. Наявність піків ¹⁵⁴Eu явно видно. Штрихова крива є результатом апроксимації, яка включає в себе внески у фон від радіоактивної забрудненості установки та модель розпаду ¹⁵⁴Eu. Вклад від розпаду ²⁴¹Am незначний у цьому енергетичному вікні. b) Модель розрахована методом Монте Карло для розпадів ¹⁵⁴Eu. Червоний прямокутник смуга визначає область з E_1 та E_2 у енергетичному вікні (465-557) кеВ (± 2 σ навколо 511 кеВ).

Наявність у америцієвому джерелі ²⁴³Am також не може дати спостережений ефект, як це показано на Рис. 5.3 де наведені модельні методом Монте Карло двовимірні спектри розпаду ²³⁹Np (дочірній ²⁴³Am) і розпаду ²³³Pa (дочірній у ланцюжку розпадів ²⁴¹Am).



Рис. 5.3. Модельні двовимірні спектри розпаду ²³⁹Np (дочірній ²⁴³Am) і (b) розпаду ²³³Pa (дочірній у ланцюжку розпадів ²⁴¹Am), отримані методом Монте Карло. Червоні прямокутники визначають область з E_1 та E_2 в енергетичному вікні (465-557) кеВ (± 2 σ навколо 511 кеВ).

Внесок у ефект від ²³⁹Np, ²³³Pa та ¹⁵⁴Eu показано на Рис. 5.4, де наведено експериментальний кумулятивний енергетичний спектр (чорна гістограма) з кількістю подій ≥ 1 , виміряний за час 3.92 доби після віднімання внеску у фон від радіоактивної забрудненості деталей установки, отриманого з вимірювань за 24.6 доби без джерел. Видно, що розподіли модельовані методом Монте Карло для ²³⁹Np, ²³³Pa та ¹⁵⁴Eu не можуть дати спостережену кількість подій реєстрації електрон-позитронних пар, які можуть бути пояснені присутністю корельованих електрон-позитронних пар α-розпадом ²⁴¹Am.



Рис. 5.4. Експериментальний кумулятивний енергетичний спектр (чорна гістограма) з кількістю подій ≥ 1, виміряний за час 3.92 доби після віднімання внеску у фон від радіоактивної забрудненості деталей установки, отриманого з вимірювань за 24.6 доби без джерел. Показано розподіл модельований методом Монте Карло для ²⁴¹Am, ²³⁹Np та ²³³Pa. Модель внеску від ¹⁵⁴Eu зображений для 1.7 × 10⁴ розпадів ¹⁵⁴Eu.

Крім того, у джерелі ²⁴¹Ат немає домішок радіонуклідів, які розпадаються з випромінюванням позитронів на рівні, який би міг пояснити наявність в даних вимірювань гамма-квантів з енергією 511 кеВ (в результаті анігіляції позитронів з електронами). Ефект саме від ²⁴¹Ат проілюстровано на Рис. 5.5, де показано кумулятивні енергетичні розподіли, виміряні одним детектором, коли у сусідньому детекторі є подія у вікні (465-557) кеВ ($\pm 2\sigma$ навколо 511 кеВ).



Рис. 5.5. Кумулятивні енергетичні розподіли, виміряні одним детектором, коли у сусідньому детекторі є подія у вікні (465-557) кеВ ($\pm 2\sigma$ навколо 511 кеВ). Неперервна гістограма показує експериментальні дані з джерелами ²⁴¹Am за 3.92 діб. Точкова гістограма показує модель фону, що є сумою фону виміряного за 24.6 діб без джерел та внеску від розпаду ¹⁵⁴Eu. Пік 511 кеВ добре видно в обох даних. Штрихова крива показує результат підгонки в інтервалі 300-750 кеВ, що також включає модель фону та внесок від анігіляцій позитронів всередині джерел. З цього експерименту було зроблено висновок, що в альфа-розпадах 241 Am випромінюються пари анігіляційних гамма-квантів з вірогідністю (4.70±0.63)×10⁻⁹ [281]. Спостереження такого рідкісного процесу стало можливим завдяки великому часу вимірювань із джерелами 241 Am і низькому фону установки DAMA із сцинтиляційними детекторами йодистого натрію.

5.2. Періоди напіврозпаду ядер ²¹⁴Ро та ²¹²Ро

5.2.1. Вимірювання періоду напіврозпаду²¹⁴ Ро та ²¹² Ро за допомогою детектора СТГ

Дослідження ланцюжків розпадів ²¹⁴Po \rightarrow ²¹⁴Po і ²¹⁴Po \rightarrow ²¹⁴Po були досліджені за допомогою джерел з ²²²Rn, ²³²Th та ²²⁰Rn розміщених у детекторі Вогехіпо. Джерела були запечатані всередині кварцових ампул та введені всередину рідкого сцинтиляційного детектора розміщеного у підземній Національній лабораторії Гран Сассо в Італії.

Кварцовий флакон для джерела 214Ро був діаметром 50 мм із товщиною стіни ≈ 1 мм. Джерело було отримане шляхом насичення рідкого сцинтилятора радоном ²²²Rn, отриманим з "генератора радону" на основі ²²⁶Ra що містить послідовність 214Bi-214Po у своєму ланцюжку розпадів. Період напіврозпаду ²²²Rn (3.824 доби) достатньо довгий, щоб виконати необхідні вимірювання. Розчинність Ren у рідкому сцинтиляторі є достатньо високою, щоб забезпечити ефективне захоплення радіоізотопу.

На Рис. 5.6 показані енергетичні спектри β -частинок від розпаду ²¹⁴Ві і затриманих у часі подій α -розпадів ²¹⁴Ро. Вертикальні лінії показують інтервали енергій де були вибрані події для аналізу періоду напіврозпаду ²¹⁴Ро.



Рис. 5.6. Енергетичні спектри β -частинок від розпаду ²¹⁴Ві і затриманих у часі подій α -розпадів ²¹⁴Ро. Вертикальні лінії показують інтервали енергій де були вибрані події для аналізу періоду напіврозпаду ²¹⁴Ро.

Для приготування джерела ²¹²Ро був використаний той факт, що ²¹²Ро є дочірнім ²³²Th. Був використаний природний торій, розчинений у азотній кислоті на рівні 2%. Оскільки торій нерозчинний у рідкому сцинтиляторі, нам довелося використовувати трибутилфосфат (ТВР) для утворення стабільних гідрофільних комплексів торію. Ці сполуки розчинні в органічних розчинниках і змішуються з ними. Сцинтилятор, який був вставлений у флакон. Концентрація торію в ТВР була виміряна індуктивно зв'язаною плазмовою мас-спектрометрією приблизно на рівні 100 ppb, що відповідає активності приблизно 43 Бк/кг. Концентрація ТВР не перевищувала 5% щоб мінімізувати ефект зниження якості сцинтилятора. Щоб накопичити достатню статистику, рідкий сцинтилятор з торієм був поміщений у кварцовий флакон висотою 20 см і з максимальним діаметром, який дозволяє система введення установки Borexino. Загальний об'єм джерела становив близько 300 см³. Джерело ²¹²Ро мав загальну активність близько 0.5 Бк. На Рис. 5.7. наведені енергетичні спектри β -частинок від розпаду ²¹²Ві і затриманих у часі подій α розпадів ²¹²Ро від цього джерела (№1).


Рис. 5.7. Енергетичні спектри β -частинок від розпаду ²¹²Ві і затриманих у часі подій α-розпадів ²¹²Ро від джерела №1. Вертикальні лінії показують інтервали енергій де були вибрані події для аналізу періоду напіврозпаду ²¹²Ро.

Як альтернативний спосіб, уникаючи розбавлення ТВР в сцинтиляторі, друге джерело ²¹²Ро готували, використовуючи систему, здатну додавати газ ²²⁰Rn безпосередньо у сферичний кварцовий флакон. Ми знову використали природний торій, розчинений у азотній кислоті при 2%. Ядром системи була камера витяжки, циліндр з нержавіючої сталі висотою 40 см з внутрішнім діаметром 16 м, що містив 20 см³ водного розчину з ≈ 1 г / л розчиненого природного торію із загальною активністю 80 Бк. Енергетичні спектри β-частинок від розпаду ²¹²Ві і затриманих у часі подій α-розпадів ²¹²Ро від джерела №1 показані на Рис. 5.8. Вертикальні лінії показують інтервали енергій де були вибрані події для аналізу періоду напіврозпаду ²¹²Ро.



Рис. 5.8. Енергетичні спектри β-частинок від розпаду ²¹²Ві і затриманих у часі подій α-розпадів ²¹²Ро від джерела №2. Вертикальні лінії показують інтервали енергій де були вибрані події для аналізу періоду напіврозпаду ²¹²Ро.

Результати вимірювань часу розпаду ²¹⁴Ро показані на Рис. 5.9 де наведені відібрані з вимірювань з джерелом ²¹⁴Ро інтервали часу між корельованими у часі подіями.



Рис. 5.9. Дані отримані з джерелом ²¹⁴Ро. Кількість подій корельованих у часі як функція часу t між першим і другим розпадом. Заповнені (відкриті) точки показують дані з (без) відбору по енергії, показаного на Рис. 5.6. Вертикальна лінія обмежує вісім періодів напіврозпаду. Результати вимірювань періоду напіврозпаду ядра ²¹²Ро показані на Рис. 5.10 де наведені відібрані дані вимірювань з джерелом ²¹²Ро №2.



Рис. 5.10. Дані отримані з джерелом ²¹²Ро №2. Кількість подій корельованих у часі як функція часу t між першим і другим розпадом. Заповнені (відкриті) точки показують дані з (без) відбору по енергії, показаного на Рис. 5.8. Вертикальна лінія обмежує сім періодів напіврозпаду.

В цих вимірюваннях встановлено, що час життя ядра 214 Ро становить (236.00 ± 0.42 (стат)) ± 0.15 (сист.)) µs, а час життя 212 Ро становить (425.1 ± 0.9 (стат.) ± 1.2 (сист.)) ns. Наші результати, отримані з даних із співвідношенням сигнал-фону більше 1000, зменшують загальну невизначеність і сумісні з попередніми вимірами.

5.2.2. Дослідження періоду напіврозпаду ядра 212 Po із сцинтиляційним детектором BaF₂

Дослідження періоду напіврозпаду ядра ²¹²Ро були також виконані із сцинтиляційним детектором BaF₂ завдяки його забрудненості радієм ²²⁸Ra. Події ланцюжків розпадів Bi-Po були відібрані за умови, що енергія події перевищує 30 кеB і різниця в часі між першим і другим сигналами знаходиться у діапазоні від 30 до 3000 нс. Спектр перших подій (бетарозпадів ²¹²Bi i ²¹⁴Bi) показаний на верхньому графіку Рис. 5.11, а спектр подій альфарозпадів ²¹²Po i ²¹⁴Po приведений на нижній частині Рис. 5.11.



Рис. 5.11. Енергетичні спектри перших (головним чином, ²¹²Ві з енергією бетарозпаду $Q_{\beta} = 2254$ кеВ; вгорі) і других (в основному ²¹²Ро, з енергією альфа-розпаду $Q\alpha = 8954$ кеВ; нижній рисунок) подій, відібрані за допомогою аналізу форми імпульсу з фонових даних накопичених з кристалом BaF₂ за 101 годину. Лініями показано окремі компоненти підгонки альфа-спектрів функціями Гауса. Аналіз розподілу проміжків часу між подіями β (²¹²Bi) і α (²¹²Po) розпадів відібраних з даних, накопичених із сцинтиляційним детектором BaF₂ за 101 годин (див. Рис. 5.12) дозволив встановити значення періоду напіврозпаду ядра ²¹²Po: $T_{1/2} = 298.8 \pm 0.8$ (стат.) \pm 1.4 (сист.) нс. Це значення добре узгоджується із табличним ($T_{1/2} = 0.299 \pm 0.002$ нс [282]).



Рис. 5.12. Розподіл проміжків часу між подіями β (²¹²Bi) і α (²¹²Po) розпадів відібраних з даних, накопичених із сцинтиляційним детектором BaF₂ за 101 годин. Значення періоду напіврозпаду ²¹²Po становить $T_{1/2} = 298.8 \pm 0.8$ (стат.) \pm 1.4 (сист.) нс.

5.2.3. Дослідження розпадів ядер сімейств 232 Th та ^{238}U із сцинтилятором BaF₂

Аналіз експериментальних даних отриманих із сцинтилятором BaF₂ дозволив нам встановити нові обмеження на можливі, але усе ще не спостережені канали розпадів дочірніх радіонуклідів ²³²Th i ²³⁸U. Наприклад у ²²²Rn (дочірній ²³⁸U) спостережено лише α -розпад, у той час як це ядро може також розпадатися по каналу бета-розпаду з енергією розпаду 24 ± 21 кеВ. У випадку бета-розпаду ²²²Rn, мав би спостерігатися наступний ланцюжок розпадів: ²²²Fr ($Q_{\beta} = 2028$ keV, $T_{1/2} = 14.2$ хв.) \rightarrow ²²²Ra ($Q_{\alpha} = 6679$ keV, $T_{1/2} = 38$ с) \rightarrow ²¹⁸Rn ($Q_{\alpha} = 7263$ keV, $T_{1/2} = 35$ мс). У нашому детекторів ми шукали пік від альфачастинок ²¹⁸Rn з урахуванням його малого періоду напіврозпаду, що дозволяє значно знизити фон. Спектр подій, відібраний з урахуванням очікуваних енергії та часту між подіями, показаний на Рис. 5.13. Оскільки у спектрі немає ніяких особливостей, які можна було б інтерпретувати як шуканий ефект. Ми встановили нове обмеження на період напіврозпаду ²²²Rn відносно бета-розпаду:

$$T_{1/2}^{\beta}$$
 (²²²Rn) > 8.0 pokib.

В термінах коефіцієнта розгалуження ми отримали, що вірогідність бета-розпаду ²²²Rn не перевищує 0.13%. Цей результат перевищує попереднє обмеження [283] у майже 3 рази.



Рис. 5.13. (верхній рисунок): енергетичний спектр можливих подій ²¹⁸Rn α-розпаду в ланцюжку ²²²Fr \rightarrow ²²²Ra \rightarrow ²¹⁸Rn (див. текст): експериментальні дані і ефект (пік ²¹⁸Rn) виключений з довірчою ймовірністю 90%. (Нижній рисунок) Спектр альфа-подій і його апроксимація моделлю з виключеним піком ²¹⁸Rn.

5.3. Пошук надважкого елементу ека-вольфраму за допомогою сцинтилятора вольфрамату цинку

Можливе існування надважких елементів (НВЕ) з атомними масами A ≥ 250 та атомними номерами Z ≥ 104 обговорювалося вже у 1950-х роках [284]. У 1960-х рр. в рамках розробки нових методів розрахунку поправок до оболонкової моделі ядра для моделі рідкої краплі було передбачено багатий нейтронами «острів стійкості» навколо ядер з подвійними магічними числами Z = 114 або 126 і N = 184 [285, 286, 287, 288, 289 290, 291, 292]. Для таких ядер, наприклад для ядра $^{294}_{184}$ 110, передбачувалися періоди напіврозпаду на рівні 10⁸ років [291] і 2.5 × 10⁹ років [293]. Недавні розрахунки [293, 294, 295, 296, 297, 298, 299, 300, 301], пов'язані з різними макро та мікроскопічними моделями, передбачають N = 184 як магічне число нейтронів і Z = 114, 120 або 126 як магнітне число протона для сферичних ядер.

Експериментально надважкі елементи шукають на прискорювачах [302, 303, 304, 305], методами масс-спектрометрії [26-30], шляхом пошуку треків від поглинання іонів у зразках мінералів [306], у прямих лічильних експериментах [307]. У даній роботі було запропоновано шукати НВЕ у даних низькофонового експерименту із сцинтиляторами вольфрамату цинку [46] у припущенні про їх схожі до вольфраму хімічні властивості.

У сцинтиляторів вольфрамату цинку є дві важливі характеристики, які дозволяють чутливий пошук ека-елементів: висока радіоактивна чистота [58] і гарна здатність до розділення частинок за допомогою аналізу форми сцинтиляційних сигналів [117]. Остання властивість показана на Рис. 5.14, де наведено двовимірний розподіл залежності індикатора форми (Shape Indicator) від енергії виміряний упродовж 2130 годин із сцинтиляційним детектором ZnWO₄ масою 699 г у низькофоновому експерименті у підземній лабораторії Гран Сассо. Видно, α і γ (β) події гарно розділяються.



Рис. 5.14. Двовимірний розподіл залежності індикатора форми (Shape Indicator) від енергії у шкалі гамма-квантів виміряна із сцинтиляційним детектором ZnWO₄ масою 699 г у низькофоновому експерименті за 2130 годин у підземній лабораторії Гран Сассо. Показані області, куди потрапляють 95% α або γ (β) подій. На вставці показані розподіли параметра індикатора форми для подій в інтервалі енергій 800–900 кеВ апроксимовані функціями Гауса.

Таке розділення частинок за формою дозволило побудувати спектр альфа-частинок, показаний на Рис. 5.15.



Рис. 5.15. Енергетичний спектр відібраний з урахуванням параметрів форми альфа-частинок з даних низькофонових вимірювань із сцинтиляційним детектором ZnWO₄ масою 699 г у підземній лабораторії Гран Сассо.

Припускаючи, що одне з дочірніх ядер у ланцюжку розпадів початкового ека ядра сиборгію (Sg) розпадається із випромінюванням альфа-частинок високої енергії ($Q_{\alpha} > 8$ MeB), у припущенні, що період напіврозпаду сиборгію перевищує 10⁹ років, з аналізу високоенергетичної частини вимірюваного α-спектру показаного на Рис. 5.15, було отримано обмеження на концентрацію сиборгію у кристалі по відношенню до вольфраму на рівні $N(Sg) / N(W) < 5.5 \times 10^{-14}$ атомів / атом з довірчою ймовірністю 90% [308]. Крім того, обмеження на концентрацію ека-вісмуту було встановлено шляхом аналізу даних, зібраних з великим сцинтиляційним болометром BGO в експерименті, проведеному іншою групою [309]: $N(eka-Bi) / N(Bi) < 1.1 \times 10^{-13}$ атомів / атом з довірчою ймовірністю 90%. Обидва обмеження порівнянні з тими, що отримані в останніх експериментах, які натомість шукають спонтанного поділу надважких елементів або використовують масс-спектрометрію прискорювача.

ВИСНОВКИ

За результатами виконаня проекту «Подвійний бета-розпад атомних ядер і властивості нейтрино та слабкої взаємодії» можна зробити такі висновки:

- Низькотемпературні сцинтиляційні болометричні детектори на основі кристалів молібдату кальцію, цинку та, особливо, літію є дуже перспективними для дослідження властивостей нейтрино в експерименті з пошуку безнейтринного подвійного бета-розпаду ядра¹⁰⁰Мо. Розроблено кріогенні сцинтиляційні болометри з кристалами молібдату літію, цинку і кальцію великого об'єму, низьким рівнем радіоактивної забрудненості з високими експлуатаційними властивостями. Детально досліджено характеристики кристалів молібдату цинку, зокрема люмінесценцію матеріалу.
- 2) Уперше у світі розроблено сцинтиляційний кріогенний детектор з кристалами молібдату цинку із збагаченого ізотопу молібдену 100 для дослідження властивостей нейтрино і слабкої взаємодії у безнейтринному подвійному бета-розпаді. Досліджено кріогенні сцинтиляційні болометри молібдату літію та цинку, вольфрамату кадмію зі збагачених ізотопів (¹⁰⁰Mo i ¹¹⁶Cd) для пошуку безнейтринного подвійного бетарозпаду.
- Радіоактивна забрудненість може бути суттєво знижена (зокрема, торієм на порядок величини) шляхом перекристалізації, що підтверджує перспективність цього матеріалу для пошуку подвійного бета-розпаду кадмію.
- Церій, неодим та гадоліній можуть бути очищені до рівня у кілька мБк/кг (радій і торій) методом екстракції із рідини у рідину для досліджень подвійного бетарозпаду ізотопів цих елементів, а також розробки із них сцинтиляційних матеріалів.
- 5) Умови збору світла у сцинтиляційний детекторах, зокрема, низькотемпературних болометрах, можуть бути значно (близько 30%) покращені шляхом оптимізації форми, обробки поверхні кристалів, форми відбивача світла. Розроблені чисельні методи оптимізації умов збору сцинтиляційних фотонів у кріогенних детекторах подвійного бета-розпаду і темної матерії та виконана їх експериментальна перевірка.
- 6) Фон від випадкових збігів подій у кріогенних детекторах подвійного бета-розпаду може бути зменшений приблизно на два порядки величини завдяки застосування аналізу форми сигналів. Відношення сигнал до шуму має ключове значення для досягнення якомога вищої ефективності відкидання подій випадкових збігів. Подальше підвищення ефективності відбору таких подій може бути досягнуто завдяки застосуванню болометричних фотодетекторів, що працюють з використанням підсилення сигналу завдяки електричному полю всередині матеріалу фотодетектора (ефект Неганова-Люка).
- 7) Радіоактивну забрудненість тонких плівок (кілька мікрометрів) торієм (²²⁸Th) і радієм (²²⁶Ra) можна виміряти на дуже високому рівні чутливості (< 2 мкБк/кг²²⁸Th за 6 місяців вимірювань) і радієм (< 140 мкБк/кг²²⁶Ra) завдяки методу реєстрації збігів бета- і альфа-сигналів від короткоживучих ланцюжків розпадів ²¹²B-²¹²Po та ²¹⁴Bi-²¹⁴Po, розробленому колаборацією SuperNEMO для зразків фольг великої площі.

- 8) Період напіврозпаду ядра ¹⁰⁰Мо відносно безнейтринного подвійного бета-розпаду перевищує $T_{1/2} > 1.1 \times 10^{24}$ років з довірчою ймовірністю 90%, звідки випливає обмеження на масу нейтрино $\langle m_v \rangle < 0.33$ 0.62 eB.
- 9) У експерименті з реконструкцією треків NEMO-3 період напіврозпаду ядра ¹⁰⁰Мо відносно подвійного бета-розпаду на перший збуджений 0⁺ рівень дочірнього ядра виміряно з високою точністю: $T_{1/2} = [7.5\pm0.6(cmam.)\pm0.6(cucm.)] \times 10^{20}$ років. Проте вища точність (менша систематична похибка) може бути досягнута у калориметричних експериментах, зокрема із застосуванням низькотемпературних сцинтиляційних болометрів.
- 10) Періоди напіврозпаду ядер ⁴⁸Са та ¹⁵⁰Nd відносно двонейтринного подвійного бетарозпаду виміряні у експерименті NEMO-3 з високою точністю $T_{1/2} = 6.4 \times 10^{19}$ років і $T_{1/2} = 9.3 \times 10^{18}$ років, відповідно. Період напіврозпаду ядра кадмію-116 виміряно з високою точністю $T_{1/2}^{2\nu 2\beta} = [2.74 \pm 0.04(\text{стат.}) \pm 0.18(\text{сист.})] \times 10^{19}$ років.
- 11) Шляхом обробки даних болометричного експерименту CRESST із застосуванням сцинтиляторів вольфрамату кальцію встановлені нові обмеження на безнейтринний подвійний бета-розпад цих ядер ($T_{1/2} > 2 \times 10^{22}$ років) та на подвійне електронне поглинання в ядрах ⁴⁰Са та ¹⁸⁰W на рівні $T_{1/2} > 10^{18} 10^{22}$ років.
- 12) Сцинтилятори вольфрамату кадмію із збагаченого кадмію 106 та кадмію 116 є перспективними детекторами для пошуку подвійного бета-розпаду цих ядер. На новому рівні чутливості досліджено подвійний бета-розпад ядра кадмію-106, зокрема, обмеження на процес двонейтринного електронного поглинання з випромінюванням позитрону (період напіврозпаду $T_{1/2} > 1.1 \times 10^{21}$ років) досягло області теоретичних передбачень. Отримані нові обмеження на подвійні бета-процеси у ядрі ¹⁰⁶Cd на рівні $T_{1/2} > 10^{21}$ років.
- 13) Встановлено нове обмеження на період напіврозпаду ядра ¹¹⁶Cd відносно безнейтринного подвійного бета-розпаду на рівні $T_{1/2} > 1.9 \times 10^{23}$ років і з найвищою точністю виміряно період напіврозпаду цього ядра відносно двонейтринного 2βрозпаду на основний стан ядра ¹¹⁶Sn: $T_{1/2}^{2\nu 2\beta} = [2.69 \pm 0.02(\text{стат.}) \pm 0.14(\text{сист.})] \times 10^{19}$ років. Обробка даних триває і остаточні результати експерименту планується опублікувати у наступному році.
- 14) Методами низькофонової гамма-спектрометрії за допомогою напівпровідникових детекторів із надчистого германію встановлено нові обмеження на періоди напіврозпаду ядер 94 Zr, 96 Ru, 104 Ru, 106 Cd, 184 Os, 192 Os (ізотопи осмію досліджено вперше) відносно подвійного бета-розпаду на рівні $10^{15}-10^{21}$ років.
- 15) Завдяки глибокому очищенні зразків оксиду церію і застосуванню низькофонових гамма-спектрометрів з напівпровідниковими детекторами із надчистого германію встановлені нові обмеження на періоди напіврозпаду ядер ^{136,138,142}Се відносно різних мод і каналів подвійного бета-розпаду на рівні чутливості 10¹⁷ - 10¹⁸ років.
- 16) Детектор Borexino, завдяки високому рівню радіоактивної чистоти і великому об'єму є унікальним інструментом для дослідження сонячних нейтрино, нейтрино з глибин Землі, пошуку нейтрино від різних космічних джерел. Потік сонячних нейтрино від ⁷Ве, що було основною задачею проекту, виміряно з високою точністю, виміряні сезонні модуляції нейтринного сигналу від ⁷Ве.

- 17) За допомогою детектора Borexino уперше в світі здійснено пряме спектроскопічне спостереження сонячних нейтрино від p-р циклу та виміряно їх потік.
- 18) В експерименті Вогехіпо з найбільш високою точністю виміряно потік геонейтрино.
- 19) Установка Borexino виявилася дуже чутливою до цілого ряду ефектів за межами стандартної моделі елементарних частинок. Зокрема, в експерименті встановлено нове, найбільш високе обмеження на час життя електрона τ_e > 6.6×10²⁸ років, отримано нові обмеження на змішування важких стерильних нейтрино, здійснено пошук кореляцій між гамма-спалахами і нейтринними сигналами (ефект не виявлено).
- 20) Проведено пошук сонячних аксіонів з енергією 9.4 кеВ за допомогою резонансного захоплення їх у мішені з криптону-83 та отримано найбільш жорстке із відомих обмеження на масу таких аксіонів m_a < 100 еВ.</p>
- 21) В експерименті DarkSide із застосуванням аргону видобутого із глибин Землі (для зниження впливу космогенно утвореного радіоактивного аргону) встановлено обмеження на переріз взаємодії частинок темної матерії масою 100 ГеВ на рівні 2.0 × 10⁻⁴⁴ cm².
- 22) В альфа-розпадах ²⁴¹Ат випромінюються пари анігіляційних гамма-квантів з вірогідністю (4.70±0.63)×10⁻⁹.
- 23) Як показали вимірювання за допомогою детектора Borexino, час життя ядра ²¹⁴Po становить (236.00 ± 0.42 (стат)) ± 0.15 (сист.)) µs, а час життя ²¹²Po становить (425.1 ± 0.9 (стат.) ± 1.2 (сист.)) пs. Крім того, період напіврозпаду ядра ²¹²Po отримано також з аналізу даних, накопичених із сцинтиляційним детектором BaF₂: $T_{1/2}$ = 298.8 ± 0.8 (стат.) ± 1.4 (сист.) нс.
- 24) Нове обмеження встановлено на період напіврозпаду ²²²Rn відносно бета-розпаду: $T_{1/2}^{\beta}$ (²²²Rn) > 8.0 років з даних вимірювань фону сцинтилятора BaF₂.
- 25) Припускаючи, що одне з дочірніх ядер у ланцюжку розпадів початкового ека ядра сиборгію (Sg) розпадається із випромінюванням альфа-частинок високої енергії ($Q_{\alpha} > 8$ MeB), у припущенні, що період напіврозпаду сиборгію перевищує 10⁹ років, з аналізу даних сцинтиляційного детектора вольфрамату цинку отримано обмеження на концентрацію сиборгію у кристалі по відношенню до вольфраму на рівні $N(Sg) / N(W) < 5.5 \times 10^{-14}$ атомів / атом з довірчою ймовірністю 90%.

РЕКОМЕНДАЦІЇ

- 2. Необхідно і надалі розвивати методи низькотемпературних сцинтиляційних болометричних детекторів для дослідження властивостей нейтрино в експериментах з пошуку безнейтринного подвійного бета-розпаду різних ядер, зокрема, ядер ¹⁰⁰Мо, ¹¹⁶Cd. Важливо вести пошук нових низькотемпературних сцинтиляційних матеріалів, зокрема для дослідження ⁸²Se. Ключовою задачею є зниження радіоактивної забрудненості кристалів. Перспективними напрямками є глибока очистка матеріалів для росту кристалів і повторна кристалізація кристалів.
- 3. Методи глибокого очищення рідкоземельних елементів треба і надалі розвивати, враховуючи кілька цікавих для дослідження подвійного бета-розпаду ізотопів, у першу чергу, неодиму, церію, гадолінію, ербію, як для досліджень подвійного бета-розпаду ізотопів цих елементів, так і для також розробки із них сцинтиляційних матеріалів.
- Методи відкидання подій випадкових збігів подій у кріогенних детекторах подвійного бета-розпаду треба надалі розвивати, враховуючи, що це джерело фону буде вирішальним для чутливих експериментів з пошуку безнейтринного подвійного бетарозпаду, особливо, ядра ¹⁰⁰Мо,
- 5. Необхідно продовжувати пошуки безнейтринного та точні вимірювання двонейтринного подвійного бета-розпаду ядер ¹⁰⁰Mo, ¹¹⁶Cd, ¹⁰⁶Cd.
- 6. Важливо розробляти експериментальні методи дослідження подвійного бета-розпаду ядра ¹⁵⁰Nd, зокрема відносно двонейтринного подвійного бета-розпаду на збуджені стани дочірнього ядра.
- Варто продовжувати дослідження подвійного бета-розпаду ядер методами низькофонової гамма-спектрометрії за допомогою напівпровідникових детекторів із надчистого германію.
- 8. Необхідно продовжити участь відділу в експерименті Borexino, враховуючи його унікальні фонові характеристики і велику масу детектора, високі спектрометричні характеристики.
- 9. Необхідно продовжувати пошуки ефектів та частинок за межами стандартної моделі елементарних частинок, зокрема, пошуки аксіонів, масивних слабковзаємодіючих частинок, стерильних нейтрино, вести перевірку законів збереження заряду, лептонного та баріонного чисел, принципу Паулі, та інших гіпотетичних процесів, особливо враховуючи, що такі дослідження, як правило, не вимагають спорудження нового експериментального обладнання а лише аналізу наявних даних.
- 10. Перспективними є також дослідження рідкісних бета- та альфа--розпадів пошуки екаелементів, як ю знову таки, як правило, виконуються шляхом аналізу наявних даних експериментів з пошуку подвійного бета-розпаду, тощо.
- 11. Доцільною є підготовка оглядів про методи експерименту та процеси рідкісних розпадів, про які у відділі накопичений значний досвід і є вагомі здобутки, визнані міжнародною науковою спільнотою.

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ 2013-2017

(статті у реферованих журналах, повний список публікацій: lpd.kinr.kiev.ua/LPD_Pub.htm)

2013

- G.Bellini, J.Benziger, D.Bick, G.Bonfini, D.Bravo, M.Buizza-Avanzini, B.Caccianiga, 1. L.Cadonati, F.Calaprice, P.Cavalcante, A.Chavarria, A.Chepurnov, D.D'Angelo, S.Davini, A.Derbin, A.Empl, A.Etenko, K.Fomenko, D.Franco, C.Galbiati, S.Gazzana, C.Ghiano, M.Giammarchi, M.Goger-Neff, A.Goretti, L.Grandi, C.Hagner, E.Hungerford, Aldo Ianni, Andrea Ianni, V.Kobychev, D.Korablev, G.Korga, D.Kryn, M.Laubenstein, T.Lewke, E.Litvinovich, B.Loer, P.Lombardi, F.Lombardi, L.Ludhova, G.Lukyanchenko, I.Machulin, S.Manecki, W.Maneschg, G.Manuzio, Q.Meindl, E.Meroni, L.Miramonti, M.Misiaszek, R.Mollenberg, P.Mosteiro, V.Muratova, L.Oberauer, M.Obolensky, F.Ortica, K.Otis, M.Pallavicini, L.Papp, L.Perasso, S.Perasso, A.Pocar, G.Ranucci, A.Razeto, A.Re, A.Romani, N.Rossi, R.Saldanha, C.Salvo, S.Schonert, H.Simgen, M.Skorokhvatov, O.Smirnov, A.Sotnikov, S.Sukhotin, Y.Suvorov, R.Tartaglia, G.Testera, D.Vignaud, R.B.Vogelaar, F. von Feilitzsch, J.Winter, M.Wojcik, A.Wright, M.Wurm, J.Xu, O.Zaimidoroga, S.Zavatarelli, G.Zuzel. Cosmogenic backgrounds in Borexino at 3800 m water-equivalent depth. JCAP 08(2013)049, 28 p.
- G.Bellini, D.Bick, G.Bonfini, D.Bravo, B.Caccianiga, F.Calaprice, A.Caminata, P.Cavalcante, A.Chavarria, A.Chepurnov, D.D'Angelo, S.Davini, A.Derbin, A.Etenko, G.Fernandes, K.Fomenko, D.Franco, C.Galbiati, C.Ghiano, M.Goger-Neff, A.Goretti, C.Hagner, E.Hungerford, Aldo Ianni, Andrea Ianni, V.Kobychev, D.Korablev, G.Korga, D.Krasnicky, D.Kryn, M.Laubenstein, J.M.Link, E.Litvinovich, F.Lombardi, P.Lombardi, L.Ludhova, G.Lukyanchenko, I.Machulin, S.Manecki, W.Maneschg, E.Meroni, M.Meyer, L.Miramonti, M.Misiaszek, P.Mosteiro, V.Muratova, L.Oberauer, M.Obolensky, F.Ortica, K.Otis, M.Pallavicini, E.Pantic, L.Papp, S.Perasso, A.Pocar, G.Ranucci, A.Razeto, A.Re, A.Romani, N.Rossi, R.Saldanha, C.Salvo, S.Schonert, D.Semenov, H.Simgen, M.Skorokhvatov, O.Smirnov, A.Sotnikov, S.Sukhotin, Y.Suvorov, R.Tartaglia, G.Testera, E.Unzhakov, R.B.Vogelaar, H.Wang, M.Wojcik, M.Wurm, O.Zaimidoroga, S.Zavatarelli, G.Zuzel.

SOX: Short distance neutrino Oscillations with BoreXino. JHEP 08(2013)038, 14 p.

 F.Cappella, R.Bernabei, P.Belli, V.Caracciolo, R.Cerulli, F.A.Danevich, A.d'Angelo, A. Di Marco, A.Incicchitti, D.V.Poda, V.I.Tretyak.
 On the potentiality of the ZnWO₄ anisotropic detectors to measure the directionality of Dark Matter.

Eur. Phys. J. C 73(2013)2276, 13 p.

 T.Alexander, D.Alton, K.Arisaka, H.O.Back, P.Beltrame, J.Benziger, G.Bonfini, A.Brigatti, J.Brodsky, L.Cadonati, F.Calaprice, A.Candela, H.Cao, P.Cavalcante, A.Chavarria, A.Chepurnov, D.Cline, A.G.Cocco, C.Condon, D.D'Angelo, S.Davini, E. De Haas, A.Derbin, G. Di Pietro, I.Dratchnev, D.Durben, A.Empl, A.Etenko, A.Fan, G.Fiorillo, K.Fomenko, F.Gabriele, C.Galbiati, S.Gazzana, C.Ghag, C.Ghiano, A.Goretti, L.Grandi, M.Gromov, M.Guan, C.Guo, G.Guray, E.V.Hungerford, Al.Ianni, An.Ianni, A.Kayunov, K.Keeter, C.Kendziora, S.Kidner, V.Kobychev, G.Koh, D.Korablev, G.Korga, E.Shields, P.Li, B.Loer, P.Lombardi, C.Love, L.Ludhova, L.Lukyanchenko, A.Lund, K.Lung, Y.Ma, I.Machulin, J.Maricic, C.J.Martoff, Y.Meng, E.Meroni, P.D.Meyers, T.Mohayai, D.Montanari, M.Montuschi, P.Mosteiro, B.Mount, V.Muratova, A.Nelson, A.Nemtzow, N.Nurakhov, M.Orsini, F.Ortica, M.Pallavicini, E.Pantic, S.Parmeggiano, R.Parsells, N.Pelliccia, L.Perasso, F.Perfetto, L.Pinsky, A.Pocar, S.Pordes, G.Ranucci, A.Razeto, A.Romani, N.Rossi, P.Saggese, R.Saldanha, C.Salvo, W.Sands, M.Seigar, D.Semenov, M.Skorokhvatov, O.Smirnov, A.Sotnikov, S.Sukhotin, Y.Suvorov, R.Tartaglia, J.Tatarowicz, G.Testera, A.Teymourian, J.Thompson, E.Unzhakov, R.B.Vogelaar, H.Wang, S.Westerdale, M.Wojcik, A.Wright, J.Xu, C.Yang, S.Zavatarelli, M.Zehfus, W.Zhong, G.Zuzel.

Light yield in DarkSide-10: A prototype two-phase argon TPC for dark matter searches. Astropart. Phys. 49(2013)44-51.

 G.Bellini, J.Benziger, D.Bick, G.Bonfini, D.Bravo, M.Buizza-Avanzini, B.Caccianiga, L.Cadonati, F.Calaprice, P.Cavalcante, A.Chavarria, A.Chepurnov, D.D'Angelo, S.Davini, A.Derbin, I.Drachnev, A.Empl, A.Etenko, K.Fomenko, D.Franco, C.Galbiati, S.Gazzana, C.Ghiano, M.Giammarchi, M.Goger-Neff, A.Goretti, L.Grandi, C.Hagner, E.Hungerford, Aldo Ianni, Andrea Ianni, V.Kobychev, D.Korablev, G.Korga, D.Kryn, M.Laubenstein, T.Lewke, E.Litvinovich, B.Loer, F.Lombardi, P.Lombardi, L.Ludhova, G.Lukyanchenko, I.Machulin, S.Manecki, W.Maneschg, G.Manuzio, Q.Meindl, E.Meroni, L.Miramonti, M.Misiaszek, P.Mosteiro, V.Muratova, L.Oberauer, M.Obolensky, F.Ortica, K.Otis, M.Pallavicini, L.Papp, L.Perasso, S.Perasso, A.Pocar, G.Ranucci, A.Razeto, A.Re, A.Romani, N.Rossi, R.Saldanha, C.Salvo, S.Schonert, H.Simgen, M.Skorokhvatov, O.Smirnov, A.Sotnikov, S.Sukhotin, Y.Suvorov, R.Tartaglia, G.Testera, D.Vignaud, R.B.Vogelaar, F. von Feilitzsch, J.Winter, M.Wojcik, A.Wright, M.Wurm, J.Xu, O.Zaimidoroga, S.Zavatarelli, G.Zuzel.

New limits on heavy sterile neutrino mixing in ⁸B decay obtained with the Borexino detector.

Phys. Rev. D 88(2013)072010, 7 p.

- G.Bellini, J.Benziger, D.Bick, G. Bonfini, D.Bravo, M.Buizza-Avanzini, B.Caccianiga, L.Cadonati, F.Calaprice, P.Cavalcante, A.Chavarria, A.Chepurnov, D.D'Angelo, S.Davini, A.Derbin, A.Empl, A.Etenko, G.Fiorentini, K.Fomenko, D.Franco, C.Galbiati, S.Gazzana, C.Ghiano, M.Giammarchi, M.Goeger-Neff, A.Goretti, L.Grandi, C.Hagner, E.Hungerford, Aldo Ianni, Andrea Ianni, V.V.Kobychev, D.Korablev, G.Korga, Y.Koshio, D.Kryn, M.Laubenstein, T.Lewke, E.Litvinovich, B.Loer, P.Lombardi, F.Lombardi, L.Ludhova, G.Lukyanchenko, I.Machulin, S.Manecki, W.Maneschg, F.Mantovani, G.Manuzio, Q.Meindl, E.Meroni, L.Miramonti, M.Misiaszek, P.Mosteiro, V.Muratova, L.Oberauer, M.Obolensky, F.Ortica, K.Otis, M.Pallavicini, L.Papp, L.Perasso, S.Perasso, A.Pocar, G.Ranucci, A.Razeto, A.Re, B.Ricci, A.Romani, N.Rossi, A.Sabelnikov, R.Saldanha, C.Salvo, S.Schonert, H.Simgen, M.Skorokhvatov, O.Smirnov, A.Sotnikov, S.Sukhotin, Y.Suvorov, R.Tartaglia, G.Testera, D.Vignaud, R.B.Vogelaar, F. von Feilitzsch, J.Winter, M.Wojcik, A.Wright, M.Wurm, J.Xu, O.Zaimidoroga, S.Zavatarelli, G.Zuzel. Measurement of geo-neutrinos from 1353 days of Borexino. Phys. Lett. B 722(2013)295-300.
- P.Belli, R.Bernabei, F.Cappella, R.Cerulli, F.A.Danevich, S.d'Angelo, A.Incicchitti, G.P.Kovtun, N.G.Kovtun, M.Laubenstein, D.V.Poda, O.G.Polischuk, A.P.Shcherban, D.A.Solopikhin, J.Suhonen, V.I.Tretyak. Search for 2β decays of ⁹⁶Ru and ¹⁰⁴Ru by ultralow-background HPGe γ spectrometry at LNGS: Final results. Phys. Rev. C 87(2013)034607, 8 p.
- P.Belli, R.Bernabei, F.Cappella, R.Cerulli, F.A.Danevich, S.d'Angelo, A. Di Marco, A.Incicchitti, G.P.Kovtun, N.G.Kovtun, M.Laubenstein, D.V.Poda, O.G.Polischuk, A.P.Shcherban, V.I.Tretyak. First search for double-β decay of ¹⁸⁴Os and ¹⁹²Os. Eur. Phys. J. A 49(2013)24, 6 p.
- R.Bernabei, P.Belli, F.Cappella, V.Caracciolo, S.Castellano, R.Cerulli, C.J.Dai, A.d'Angelo, A. Di Marco, H.L.He, A.Incicchitti, M.Laubenstein, X.H.Ma, F.Montecchia, X.D.Sheng, V.I.Tretyak, R.G.Wang, Z.P.Ye.

New search for correlated e^+e^- pairs in the α decay of 241 Am. Eur. Phys. J. A 49(2013)64, 10 p.

- G.Bellini, J.Benziger, D.Bick, G.Bonfini, D.Bravo, M.Buizza-Avanzini, B.Caccianiga, L.Cadonati, F.Calaprice, C.Carraro, P.Cavalcante, A.Chavarria, A.Chepurnov, V.Chubakov, D.D'Angelo, S.Davini, A.Derbin, A.Etenko, K.Fomenko, D.Franco, C.Galbiati, S.Gazzana, C.Ghiano, M.Giammarchi, M.Goger-Neff, A.Goretti, L.Grandi, E.Guardincerri, S.Hardy, Aldo Ianni, Andrea Ianni, V.Kobychev, D.Korablev, G.Korga, Y.Koshio, D.Kryn, M.Laubenstein, T.Lewke, M.Lissia, E.Litvinovich, B.Loer, F.Lombardi, P.Lombardi, L.Miramonti, M.Misiaszek, D.Montanari, P.Mosteiro, F.Mantovani, V.Muratova, S.Nisi, L.Oberauer, M.Obolensky, F.Ortica, K.Otis, M.Pallavicini, L.Papp, L.Perasso, S.Perasso, A.Pocar, G.Ranucci, A.Razeto, A.Re, A.Romani, N.Rossi, A.Sabelnikov, R.Saldanha, C.Salvo, S.Schonert, H.Simgen, M.Skorokhvatov, O.Smirnov, A.Sotnikov, S.Sukhotin, Y.Suvorov, R.Tartaglia, G.Testera, R.B.Vogelaar, F. von Feilitzsch, J.Winter, M.Wojcik, A.Wright, M.Wurm, G.Xhixha, J.Xu, O.Zaimidoroga, S.Zavatarelli, G.Zuzel. Lifetime measurements of ²¹⁴Po and ²¹²Po with the CTF liquid scintillator detector at LNGS. Eur. Phys. J. A 49(2013)92, 8 p.
- L.Cardani, N.Casali, S.Nagorny, L.Pattavina, G.Piperno, O.P.Barinova, J.W.Beeman, F.Bellini, F.A.Danevich, S. Di Domizio, L.Gironi, S.V Kirsanova, F.Orio, G.Pessina, S.Pirro, C.Rusconi, C.Tomei, V.I.Tretyak, M.Vignati. Development of a Li₂MoO₄ scintillating bolometer for low background physics. JINST 08(2013)P100002, 13 p.
- P.Belli, R.Bernabei, S.V.Budakovsky, F.Cappella, R.Cerulli, F.A.Danevich, S.d'Angelo, A.Incicchitti, M.Laubenstein, D.V.Poda, O.G.Polischuk, V.I.Tretyak. Radioactive contamination of ⁷LiI(Eu) crystal scintillators. Nucl. Instrum. Meth. A 704(2013)40-43.
- D.M.Chernyak, F.A.Danevich, V.Ya.Degoda, I.M.Dmitruk, F.Ferri, E.N.Galashov, A.Giuliani, I.M.Ivanov, V.V.Kobychev, M.Mancuso, S.Marnieros, V.M.Mokina, C.Nones, E.Olivieri, G.Pessina, C.Rusconi, V.N.Shlegel, O.P.Stanovyi, M.Tenconi, V.I.Tretyak, I.A.Tupitsyna.

Optical, luminescence and thermal properties of radiopure $ZnMoO_4$ crystals used in scintillating bolometers for double beta decay search. Nucl. Instrum. Meth. A 729(2013)856-863.

2014

 G.Bellini, J.Benziger, D.Bick, G.Bonfini, D.Bravo, B.Caccianiga, L.Cadonati, F.Calaprice, A.Caminata, P.Cavalcante, A.Chavarria, A.Chepurnov, D.D'Angelo, S.Davini, A.Derbin, A.Empl, A.Etenko, K.Fomenko, D.Franco, F.Gabriele, C.Galbiati, S.Gazzana, C.Ghiano, M.Giammarchi, M.Goger-Neff, A.Goretti, M.Gromov, C.Hagner, E.Hungerford, Aldo Ianni, Andrea Ianni, V.Kobychev, D.Korablev, G.Korga, D.Kryn, M.Laubenstein, B.Lehnert, T.Lewke, E.Litvinovich, F.Lombardi, P.Lombardi, L.Ludhova, G.Lukyanchenko, I.Machulin, S.Manecki, W.Maneschg, S.Marcocci, Q.Meindl, E.Meroni, M.Meyer, L.Miramonti, M.Misiaszek, M.Montuschi, P.Mosteiro, V.Muratova, L.Oberauer, M.Obolensky, F.Ortica, K.Otis, M.Pallavicini, L.Papp, L.Perasso, A.Pocar, G.Ranucci, A.Razeto, A.Re, A.Romani, N.Rossi, R.Saldanha, C.Salvo, S.Schonert, H.Simgen, M.Skorokhvatov, O.Smirnov, A.Sotnikov, S.Sukhotin, Y.Suvorov, R.Tartaglia, G.Testera, D.Vignaud, R.B.Vogelaar, F. von Feilitzsch, H.Wang, J.Winter, M.Wojcik, A.Wright, M.Wurm, O.Zaimidoroga, S.Zavatarelli, K.Zuber, G.Zuzel. Neutrinos from the primary proton-proton fusion process in the Sun. Nature 512(2014)383-386.

- D.M.Chernyak, F.A.Danevich, A.Giuliani, M.Mancuso, C.Nones, E.Olivieri, M.Tenconi, V.I.Tretyak.
 Rejection of randomly coinciding events in ZnMoO₄ scintillating bolometers. Eur. Phys. J. C 74(2014)2913, 6 p.
- 16. A.S.Barabash, D.M.Chernyak, F.A.Danevich, A.Giuliani, I.M.Ivanov, E.P.Makarov, M.Mancuso, S.Marnieros, S.G.Nasonov, C.Nones, E.Olivieri, G.Pessina, D.V.Poda, V.N.Shlegel, M.Tenconi, V.I.Tretyak, Ya.V.Vasiliev, M.Velazquez, V.N.Zhdankov. Enriched Zn¹⁰⁰MoO₄ scintillating bolometers to search for 0v2β decay of ¹⁰⁰Mo with the LUMINEU experiment.

Eur. Phys. J. C 74(2014)3133, 7 p.

 R.Arnold, C.Augier, J.D.Baker, A.S.Barabash, A.Basharina-Freshville, S.Blondel, S.Blot, M.Bongrand, V.Brudanin, J.Busto, A.J.Caffrey, C.Cerna, A.Chapon, E.Chauveau, D.Duchesneau, D.Durand, V.Egorov, G.Eurin, J.J.Evans, R.Flack, X.Garrido, H.Gomez, B.Guillon, P.Guzowski, R.Hodak, P.Hubert, C.Hugon, S.Jullian, A.Klimenko, O.Kochetov, S.I.Konovalov, V.Kovalenko, D.Lalanne, K.Lang, Y.Lemiere, Z.Liptak, P.Loaiza, G.Lutter, F.Mamedov, C.Marquet, F.Mauger, B.Morgan, J.Mott, I.Nemchenok, M.Nomachi, F.Nova, F.Nowacki, H.Ohsumi, R.B.Pahlka, F.Perrot, F.Piquemal, P.Povinec, Y.A.Ramachers, A.Remoto, J.L.Reyss, B.Richards, C.L.Riddle, E.Rukhadze, R.Saakyan, X.Sarazin, Yu.Shitov, L.Simard, F.Simkovic, A.Smetana, K.Smolek, A.Smolnikov, S.Soldner-Rembold, B.Soule, I.Stekl, J.Suhonen, C.S.Sutton, G.Szklarz, J.Thomas, V.Timkin, S.Torre, VI.I.Tretyak, V.I.Tretyak, V.I.Umatov, I.Vanushin, C.Vilela, V.Vorobel, D.Waters, A.Zukauskas.

Search for neutrinoless double-beta decay of 100 Mo with the NEMO-3 detector. Phys. Rev. D 89(2014)11101, 6 p.

- G.Bellini, J.Benziger, D.Bick, G.Bonfini, D.Bravo, M.Buizza-Avanzini, B.Caccianiga, L.Cadonati, F.Calaprice, P.Cavalcante, A.Chavarria, A.Chepurnov, D.D'Angelo, S.Davini, A.Derbin, A.Empl, A.Etenko, K.Fomenko, D.Franco, F.Gabriele, C.Galbiati, S.Gazzana, C.Ghiano, M.Giammarchi, M.Goger-Neff, A.Goretti, L.Grandi, M.Gromov, C.Hagner, E.Hungerford, Aldo Ianni, Andrea Ianni, V.Kobychev, D.Korablev, G.Korga, D.Kryn, M.Laubenstein, T.Lewke, E.Litvinovich, B.Loer, F.Lombardi, P.Lombardi, L.Ludhova, G.Lukyanchenko, I.Machulin, S.Manecki, W.Maneschg, G.Manuzio, Q.Meindl, E.Meroni, L.Miramonti, M.Misiaszek, M.Montuschi, P.Mosteiro, V.Muratova, L.Oberauer, M.Obolensky, F.Ortica, K.Otis, M.Pallavicini, L.Papp, C.Pena-Garay, L.Perasso, S.Perasso, A.Pocar, G.Ranucci, A.Razeto, A.Re, A.Romani, N.Rossi, R.Saldanha, C.Salvo, S.Schonert, H.Simgen, M.Skorokhvatov, O.Smirnov, A.Sotnikov, S.Sukhotin, Y.Suvorov, R.Tartaglia, G.Testera, D.Vignaud, R.B.Vogelaar, F. von Feilitzsch, J.Winter, M.Wojcik, A.Wright, M.Wurm, J.Xu, O.Zaimidoroga, S.Zavatarelli, G.Zuzel. Final results of Borexino Phase-I on low-energy solar neutrino spectroscopy. Phys. Rev. D 89(2014)112007, 68 p.
- R.Arnold,C.Augier,A.S.Barabash,A.Basharina-Freshville, S.Blondel, S.Blot, M.Bongrand, V.Brudaninf, J.Busto, A.J.Caffrey, P.Cermak, C.Cerna, A.Chapon, E.Chauveau, L.Dragounova, D.Duchesneau, D.Durand, V.Egorov, G.Eurin, J.J.Evans, R.Flack, X.Garrido, H.Gómez, B.Guillon, P.Guzowski, R.Hodák, P.Hubert, C.Hugon, J.Hulka, S.Jullian, A.Klimenko, O.Kochetov, S.I.Konovalov, V.Kovalenko, D.Lalanne, K.Lang, Y.Lemiere, Z.Liptak, P.Loaiza, G.Lutter, F.Mamedov, C.Marquet, F.Mauger, B.Morgan, J.Mott, I.Nemchenok, M.Nomachi, F.Nova, F.Nowacki, H.Ohsumi, R.B.Pahlka, F.Perrot, F.Piquemal, P.Povinec, Y.A.Ramachers, A.Remoto, J.L.Reyss, B.Richards, C.L.Riddle, E.Rukhadze, N.Rukhadze, R.Saakyan, X.Sarazin, Yu.Shitov, L.Simard, F.Simkovic, A.Smetana, K.Smolek, A.Smolnikov, S.Soldner-Rembold, B.Soule, I.Stekl, J.Suhonen, C.S.Sutton, G.Szklarz, J.Thomas, V.Timkin, S.Torre, V.I.Tretyak, VI.I.Tretyak, V.Umatov, C.Vilela, V.Vorobel, G.Warot, D.Waters, A.Zukauskas.

Investigation of double beta decay of ¹⁰⁰Mo to excited states of ¹⁰⁰Ru. Nucl. Phys. A 925(2014)25-36.

- P.Belli, R.Bernabei, R.S.Boiko, F.Cappella, R.Cerulli, F.A.Danevich, A.Incicchitti, B.N.Kropivyansky, M.Laubenstein, D.V.Poda, O.G.Polischuk, V.I.Tretyak. Search for double beta decay of ¹³⁶Ce and ¹³⁸Ce with HPGe gamma detector. Nucl. Phys. A 930(2014)195-208.
- P.Belli, R.Bernabei, F.Cappella, V.Caracciolo, R.Cerulli, F.A.Danevich, A. Di Marco, A.Incicchitti, D.V.Poda, O.G.Polischuk, V.I.Tretyak. Investigation of rare nuclear decays with BaF₂ crystal scintillator contaminated by radium. Eur. J. Phys. A 50(2014)134, 9 p.
- L.Berge, R.S.Boiko, M.Chapellier, D.M.Chernyak, N.Coron, F.A.Danevich, R.Decourt, V.Ya.Degoda, L.Devoyon, A.Drillien, L.Dumoulin, C.Enss, A.Fleischmann, L.Gastaldo, A.Giuliani, M.Gros, S.Herve, V.Humbert, I.M.Ivanov, V.V.Kobychev, Ya.P.Kogut, F.Koskas, M.Loidl, P.Magnier, E.P.Makarov, M.Mancuso, P. de Marcillac, S.Marnieros, C.Marrache-Kikuchi, S.G.Nasonov, X.F.Navick, C.Nones, E.Olivieri, B.Paul, Y.Penichot, G.Pessina, O.Plantevin, D.V.Poda, T.Redon, M.Rodrigues, V.N.Shlegel, O.Strazzer, M.Tenconi, L.Torres, V.I.Tretyak, Ya.V.Vasiliev, M.Velazquez, O.Viraphong, V.N.Zhdankov.

Purification of molybdenum, growth and characterization of medium volume $ZnMoO_4$ crystals for the LUMINEU program.

- JINST 09(2014)P06004, 18 p.
- F.A.Danevich, R.V.Kobychev, V.V.Kobychev, H.Kraus, V.B. Mikhailik, V.M.Mokina. Optimization of light collection from crystal scintillators for cryogenic experiments. Nucl. Instrum. Meth. A 744(2014)41-47.
- F.A.Danevich, V.V.Kobychev, R.V.Kobychev, H.Kraus, V.B.Mikhailik, V.M.Mokina, I.M.Solsky. Impact of geometry on light collection efficiency of scintillation detectors for cryogenic rare

event searches.

Nucl. Instrum. Meth. B 336(2014)26-30.

 G.Angloher, E.Armengaud, C.Augier, A.Benoit, T.Bergmann, J.Blumer, A.Broniatowski, V.Brudanin, P.Camus, A.Cazes, M.Chapellier, N.Coron, G.A.Cox, C.Cuesta, F.A.Danevich, M. De Jesus, L.Dumoulin, K.Eitel, A.Erb, A.Ertl, F. von Feilitzsch, D.Filosofov, N.Fourches, E.Garcia, J.Gascon, G.Gerbier, C.Ginestra, J.Gironnet, A.Giuliani, M.Gros, A.Gutlein, D.Hauff, S.Henry, G.Heuermann, J.Jochum, S.Jokisch, A.Juillard, C.Kister, M.Kleifges, H.Kluck, E.V.Korolkova, V.Y.Kozlov, H.Kraus, V.A.Kudryavtsev, J.-C.Lanfranchi, P.Loaiza, J.Loebell, I.Machulin, S.Marnieros, M.Martinez, A.Menshikov, A.Munster, X.-F.Navick, C.Nones, Y.Ortigoza, P.Pari, F.Petricca, W.Potzel, P.P.Povinec, F.Probst, J.Puimedon, F.Reindl, M.Robinson, T.Rolon, S.Roth, K.Rottler, S.Rozov, C.Sailer, A.Salinas, V.Sanglard, M.L.Sarsa, K.Schaffner, B.Schmidt, S.Scholl, S.Schonert, W.Seidel, B.Siebenborn, M. v. Sivers, C.Strandhagen, R.Strauss, A.Tanzke, V.I.Tretyak, M.Turad, A.Ulrich, I.Usherov, P.Veber, M.Velazquez, J.A.Villar, O.Viraphong, R.J.Walker, S.Wawoczny, M.Weber, M.Willers, M.Wustrich, E.Yakushev, X.Zhang, A. Zoller. EURECA Conceptual Design Report. Dive. Devk Universe 2(2014)41-74

Phys. Dark Universe 3(2014)41-74.

26. Г.П.Ковтун, Р.С.Бойко, Ф.А.Даневич, Б.Н.Кропивянский, В.М.Мокина, Т.С.Потина, Д.А.Солопихин, И.А.Тупицына, А.П.Щербань, В.Н.Шлегель. Производство и свойства низкофоновых сцинтилляторов вольфраматов кадмия и свинца для поиска двойного бета-распада. Ядерна фізика та енергетика 15(2014)92-100. M.Agostini, S.Appel, G.Bellini, J.Benziger, D.Bick, G.Bonfini, D.Bravo, B.Caccianiga, F.Calaprice, A.Caminata, P.Cavalcante, A.Chepurnov, D.D'Angelo, S.Davini, A.Derbin, L. Di Noto, I.Drachnev, A.Empl, A.Etenko, K.Fomenko, D.Franco, F.Gabriele, C.Galbiati, C.Ghiano, M.Giammarchi, M.Goeger-Neff, A.Goretti, M.Gromov, C.Hagner, E.Hungerford, Aldo Ianni, Andrea Ianni, K.Jedrzejczak, M.Kaiser, V.Kobychev, D.Korablev, G.Korga, D.Kryn, M.Laubenstein, B.Lehnert, E.Litvinovich, F.Lombardi, P.Lombardi, L.Ludhova, G.Lukyanchenko, I.Machulin, S.Manecki, W.Maneschg, S.Marcocci, E.Meroni, M.Meyer, L.Miramonti, M.Misiaszek, M.Montuschi, P.Mosteiro, V.Muratova, B.Neumair, L.Oberauer, M.Obolensky, F.Ortica, K.Otis, M.Pallavicini, L.Papp, L.Perasso, A.Pocar, G.Ranucci, A.Razeto, A.Re, A.Romani, R.Roncin, N.Rossi, S.Schonert, D.Semenov, H.Simgen, M.Skorokhvatov, O.Smirnov, A.Sotnikov, S.Sukhotin, Y.Suvorov, R.Tartaglia, G.Testera, J.Thurn, M.Toropova, E.Unzhakov, A.Vishneva, R.B.Vogelaar, F. von Feilitzsch, H.Wang, S.Weinz, J.Winter, M.Wojcik, M.Wurm, Z.Yokley, O.Zaimidoroga, S.Zavatarelli, K.Zuber, G.Zuzel.

Test of electric charge conservation with Borexino.

- Phys. Rev. Lett. 115(2015)231802, 6 p.
- 28. P.Agnes, T.Alexander, A.Alton, K.Arisaka, H.O.Back, B.Baldin, K.Biery, G.Bonfini, M.Bossa, A.Brigatti, J.Brodsky, F.Budano, L.Cadonati, F.Calaprice, N.Canci, A.Candela, H.Cao, M.Cariello, P.Cavalcante, A.Chavarria, A.Chepurnov, A.G.Cocco, L.Crippa, D.D'Angelo, M.D'Incecco, S.Davini, M. De Deo, A.Derbin, A.Devoto, F. Di Eusanio, G. Di Pietro, E.Edkins, A.Empl, A.Fan, G.Fiorillo, K.Fomenko, G.Forster, D.Franco, F.Gabriele, C.Galbiati, A.Goretti, L.Grandi, M.Gromov, M.Y.Guan, Y.Guardincerri, B.Hackett, K.Herner, E.V.Hungerford, Al.Ianni, An.Ianni, C.Jollet, K.Keeter, C.Kendziora, S.Kidner, V.Kobychev, G.Koh, D.Korablev, G.Korga, A.Kurlej, P.X.Li, B.Loer, P.Lombardi, C.Love, L.Ludhova, S.Luitz, Y.Q.Ma, I.Machulin, A.Mandarano, S.Mari, J.Maricic, L.Marini, C.J.Martoff, A.Meregaglia, E.Meroni, P.D.Meyers, R.Milincic, D.Montanari, M.Montuschi, M.E.Monzani, P.Mosteiro, B.Mount, V.Muratova, P.Musico, A.Nelson, S.Odrowski, M.Okounkova, M.Orsini, F.Ortica, L.Pagani, M.Pallavicini, E.Pantic, L.Papp, S.Parmeggiano, R.Parsells, K.Pelczar, N.Pelliccia, S.Perasso, A.Pocar, S.Pordes, D.Pugachev, H.Qian, K.Randle, G.Ranucci, A.Razeto, B.Reinhold, A.Renshaw, A.Romani, B.Rossi, N.Rossi, S.D.Rountree, D.Sablone, P.Saggese, R.Saldanha, W.Sands, S.Sangiorgio, E.Segreto, D.Semenov, E.Shields, M.Skorokhvatov, O.Smirnov, A.Sotnikov, C.Stanford, Y.Suvorov, R.Tartaglia, J.Tatarowicz, G.Testera, A.Tonazzo, E.Unzhakov, R.B.Vogelaar, M.Wada, S.Walker, H.Wang, Y.Wang, A.Watson, S.Westerdale, M.Wojcik, A.Wright, X.Xiang, J.Xu, C.G.Yang, J.Yoo, S.Zavatarelli, A.Zec, C.Zhu, G.Zuzel. First results from the DarkSide-50 dark matter experiment at Laboratori Nazionali del Gran Sasso.

Phys. Lett. B 743(2015)456-466.

 M.Agostini, S.Appel, G.Bellini, J.Benziger, D.Bick, G.Bonfini, D.Bravo, B.Caccianiga, F.Calaprice, A.Caminata, P.Cavalcante, A.Chepurnov, K.Choi, D.D'Angelo, S.Davini, A.Derbin, L. Di Noto, I.Drachnev, A.Empl, A.Etenko, G.Fiorentini, K.Fomenko, D.Franco, F.Gabriele, C.Galbiati, C.Ghiano, M.Giammarchi, M.Goeger-Neff, A.Goretti, M.Gromov, C.Hagner, T.Houdy, E.Hungerford, Aldo Ianni, Andrea Ianni, K.Jedrzejczak, M.Kaiser, V.Kobychev, D.Korablev, G.Korga, D.Kryn, M.Laubenstein, B.Lehnert, E.Litvinovich, F.Lombardi, P.Lombardi, L.Ludhova, G.Lukyanchenko, I.Machulin, S.Manecki, W.Maneschg, F.Mantovani, S.Marcocci, E.Meroni, M.Meyer, L.Miramonti, M.Misiaszek, M.Montuschi, P.Mosteiro, V.Muratova, B.Neumair, L.Oberauer, M.Obolensky, F.Ortica, K.Otis, L.Pagani, M.Pallavicini, L.Papp, L.Perasso, A.Pocar, G.Ranucci, A.Razeto, A.Re, B.Ricci, A.Romani, R.Roncin, N.Rossi, S.Schonert, D.Semenov, H.Simgen, M.Skorokhvatov, O.Smirnov, A.Sotnikov, S.Sukhotin, Y.Suvorov, R.Tartaglia, G.Testera, J.Thurn, M.Toropova, E.Unzhakov, R.B.Vogelaar, F. von Feilitzsch, H.Wang, S.Weinz, J.Winter, M.Wojcik, M.Wurm, Z.Yokley, O.Zaimidoroga, S.Zavatarelli, K.Zuber, G.Zuzel. Spectroscopy of geoneutrinos from 2056 days of Borexino data. Phys. Rev. D 92(2015)031101, 5 p.

- R.Arnold, C.Augier, J.D.Baker, A.S.Barabash, A.Basharina-Freshville, S.Blondel, S.Blot, M.Bongrand, V.Brudanin, J.Busto, A.J.Caffrey, S.Calvez, C.Cerna, J.P.Cesar, A.Chapon, E.Chauveau, D.Duchesneau, D.Durand, V.Egorov, G.Eurin, J.J.Evans, L.Fajt, D.Filosofov, R.Flack, X.Garrido, H.Gomez, B.Guillon, P.Guzowski, R.Hodak, A.Huber, P.Hubert, C.Hugon, S.Jullian, A.Klimenko, O.Kochetov, S.I.Konovalov, V.Kovalenko, D.Lalanne, K.Lang, Y.Lemiere, T. Le Noblet, Z.Liptak, P.Loaiza, G.Lutter, F.Mamedov, C.Marquet, F.Mauger, B.Morgan, J.Mott, I.Nemchenok, M.Nomachi, F.Nova, F.Nowacki, H.Ohsumi, R.B.Pahlka, F.Perrot, F.Piquemal, P.Povinec, P.Pridal, Y.A.Ramachers, A.Remoto, J.L.Reyss, B.Richards, C.L.Riddle, E.Rukhadze, R.Saakyan, X.Sarazin, Yu.Shitov, L.Simard, F.Simkovic, A.Smetana, K.Smolek, A.Smolnikov, S.Soldner-Rembold, B.Soule, I.Stekl, J.Suhonen, C.S.Sutton, G.Szklarz, J.Thomas, V.Timkin, S.Torre, VI.I.Tretyak, V.I.Tretyak, V.I.Umatov, I.Vanushin, C.Vilela, V.Vorobel, D.Waters, A.Zukauskas. Result of the search for neutrinoless double-β decay in ¹⁰⁰Mo with the NEMO-3 experiment. Phys. Rev. D 92(2015)072011, 23 p.
- 31. C.E.Aalseth, P.Agnes, A.Alton, K.Arisaka, D.M.Asner, H.O.Back, B.Baldin, K.Biery, G.Bonfini, M.Bossa, A.Brigatti, J.Brodsky, F.Budano, L.Cadonati, M.Cadoni, F.Calaprice, N.Canci, A.Candela, H.Cao, M.Cariello, P.Cavalcante, A.Chepurnov, A.G.Cocco, C.Condon, L.Crippa, D.D'Angelo, M.D'Incecco, S.Davini, M. De Deo, A.Derbin, A.Devoto, F. Di Eusanio, E.Edkins, A.Empl, A.Fan, G.Fiorillo, K.Fomenko, G.Forster, M.Foxe, D.Franco, F.Gabriele, C.Galbiati, A.Goretti, L.Grandi, M.Gromov, M.Y.Guan, Y.Guardincerri, B.Hackett, K.Herner, A.Hime, P.Humble, E.Hungerford, Al.Ianni, An.Ianni, D.E.Jaffe, C.Jollet, K.Keeter, C.Kendziora, S.Kidner, V.Kobychev, G.Koh, D.Korablev, G.Korga, A.Kurlej, P.X.Li, M.Lissia, P.Lombardi, L.Ludhova, S.Luitz, G.Lukyachenko, Y.Q.Ma, I.Machulin, A.Mandarano, S.M.Mari, J.Maricic, L.Marini, D.Markov, J.Martoff, A.Meregaglia, E.Meroni, P.D.Meyers, T.Miletic, R.Milincic, M.Montuschi, M.E.Monzani, P.Mosteiro, B.Mount, V.Muratova, P.Musico, D.Montanari, A.Nelson, S.Odrowski, A.Odrzywolek, J.L.Orrell, M.Orsini, F.Ortica, L.Pagani, M.Pallavicini, E.Pantic,, S.Parmeggiano, B.Parsells, K.Pelczar, N.Pelliccia, S.Perasso, L.Perasso, A.Pocar, S.Pordes, D.Pugachev, H.Qian, K.Randle, G.Ranucci, A.Razeto, K.Recine, B.Reinhold, A.Renshaw, A.Romani, N.Rossi, B.Rossi, S.D.Rountree, D.Sablone, P.Saggese, R.Saldanha, W.Sands, S.Sangiorgio, E.Segreto, D.Semenov, E.Shields, M.Skorokhvatov, M.Smallcomb, O.Smirnov, A.Sotnikov, Y.Suvurov, R.Tartaglia, J.Tatarowicz, G.Testera, A.Tonazzo, E.Unzhakov, R.B.Vogelaar, M.Wada, S.E.Walker, H.Wang, Y.Wang, A.W.Watson, S.Westerdale, R.Williams, M.Wojcik, J.Xu, C.G.Yang, J.Yoo, B.Yu, S.Zavatarelli, W.L.Zhong, G.Zuzel. The DarkSide multiton detector for the direct dark matter search.

Adv. High En. Physics (2015)541362, 8 p.

32. G.B.Kim, S.Choi, F.A.Danevich, A.Fleischmann, C.S.Kang, H.J.Kim, S.R.Kim, Y.D.Kim, Y.H.Kim, V.A.Kornoukhov, H.J.Lee, J.H.Lee, M.K.Lee, S.J.Lee, J.H.So, W.S.Yoon. A CaMoO₄ crystal low temperature detector for the AMoRE neutrinoless double beta decay search.

Adv. High En. Physics (2015)817530, 8 p.

 D.M.Chernyak, F.A.Danevich, V.Ya.Degoda, A.Giuliani, I.M.Ivanov, Ya.P.Kogut, H.Kraus, B.N.Kropivyansky, E.P.Makarov, M.Mancuso, P. de Marcillac, V.B.Mikhailik, V.M.Mokina, I.M.Moroz, S.G.Nasonov, O.Plantevin, D.V.Poda, V.N.Shlegel, M.Tenconi, V.I.Tretyak, M.Velazquez, V.N.Zhdankov. Effect of tungsten doping on ZnMoO₄ scintillating bolometer performance. Opt. Materials 49(2015)67-74.

- 34. E.Armengaud, Q.Arnaud, C.Augier, A.Benoit, A.Benoit, L.Berge, R.S.Boiko, T.Bergmann, J.Blumer, A.Broniatowski, V.Brudanin, P.Camus, A.Cazes, M.Chapellier, F.Charlieux, D.M.Chernyak, N.Coron, P.Coulter, F.A.Danevich, T. de Boissiere, R.Decourt, M. De Jesus, L.Devoyon, A.-A.Drillien, L.Dumoulin, K.Eitel, C.Enss, D. Filosofov, A.Fleischmann, N.Foerster, N.Fourches, J.Gascon, L.Gastaldo, G.Gerbier, A.Giuliani, D.Gray, M.Gros, L.Hehn, S.Henry, S.Herve, G.Heuermann, V.Humbert, I.M.Ivanov, A.Juillard, C.Kefelian, M.Kleifges, H.Kluck, V.V.Kobychev, F.Koskas, V.Kozlov, H.Kraus, V.A.Kudryavtsev, H. Le Sueur, M.Loidl, P.Magnier, E.P.Makarov, M.Mancuso, P. de Marcillac, S.Marnieros, C.Marrache-Kikuchi, A.Menshikov, S.G.Nasonov, X.-F.Navick, C.Nones, E.Olivieri, P.Pari, B.Paul, Y.Penichot, G.Pessina, M.C.Piro, O.Plantevin, D.V.Poda, T.Redon, M.Robinson, M.Rodrigues, S.Rozov, V.Sanglard, B.Schmidt, S.Scorza, V.N.Shlegel, B.Siebenborn, O.Strazzer, D.Tcherniakhovski, M.Tenconi, L.Torres, V.I.Tretyak, L.Vagneron, Ya.V.Vasiliev, M.Velazquez, O.Viraphong, R.J.Walker, M.Weber, E.Yakushev, X.Zhang, V.N.Zhdankov. Development and underground test of radiopure ZnMoO₄ scintillating bolometers for the LUMINEU 0v2ß project. JINST 10(2015)P05007, 19 p.
- 35. Ю.М.Гаврилюк, А.Н.Гангапшев, А.В.Дербин, И.С.Драчнев, В.В.Казалов, В.В.Кобычев, В.В.Кузьминов, В.Н.Муратова, С.И.Панасенко, С.С.Раткевич, Д.А.Семенов, Д.А.Текуева, Е.В.Унжаков, С.П.Якименко. Новый эксперимент по поиску резонансного поглощения солнечных аксионов, излучаемых в М1-переходе ядер ⁸³Кг. Письма в ЖЭТФ 101(2015)739-745. Yu.M.Gavrilyuk, A.N.Gangapshev, A.V.Derbin, I.S.Drachnev, V.V.Kazalov, V.V.Kobychev, V.V.Kuz'minov, V.N.Muratova, S.I.Panasenko, S.S.Ratkevich,

D.A.Semenov, D.A.Tekueva, E.V.Unzhakov, S.P.Yakimenko. New experiment on search for the resonance absorption of solar axion emitted in the M1 transition of ⁸³Kr nuclei.

JETP Lett. 101(2015)664-669.

- P.Belli, R.Bernabei, F.Cappella, R.Cerulli, F.A.Danevich, V.Yu.Denisov, A.d'Angelo, A.Incicchitti, V.V.Kobychev, D.V.Poda, O.G.Polischuk, V.I.Tretyak. Search for long-lived superheavy eka-tungsten with radiopure ZnWO₄ crystal scintillator. Phys. Scripta 90(2015)085301, 6 p.
- Ф.А.Даневич. Дослідження властивостей нейтрино і слабкої взаємодії у подвійному бета-розпаді атомних ядер. Вісник НАН України 9(2015)39-47.
- Ф.А.Даневич, В.В.Кобичев, Р.В.Кобичев, Г.Краус, В.Б.Михайлик, В.М.Мокіна. Розрахунки збору світлових фотонів у сцинтиляційних детекторах з кристалами вольфрамату кальцію.

Яд. фізика та енергетика 16(2015)329-336.

F.A.Danevich, V.V.Kobychev, R.V.Kobychev, H.Kraus, V.B.Mikhailik, V.M.Mokina. Simulation of light collection in calcium tungstate scintillation detectors. Nucl. Phys. At. Energy 16(2015)329-336.

 Р.С.Бойко, Ф.А.Даневич, О.В.Зуєва, В.В.Кобичев, Л.М.Кобичева, Р.В.Кобичев, Б.М.Кропив'янський, В.М.Мокіна, Д.В.Пода, О.Г.Поліщук, А.І.Тимошенко, В.І.Третяк, Д.М.Черняк.

Дослідження властивостей нейтрино і пошуки ефектів за рамками стандартної моделі частинок.

Космічна наука і технологія 4(2015)44-50.

- 40. A.S.Barabash, F.A.Danevich, Y.Gimbal-Zofka, A.Giuliani, M.Mancuso, S.I.Konovalov, P. de Marcillac, S.Marnieros, C.Nones, V.Novati, E.Olivieri, D.V.Poda, V.N.Shlegel, V.I.Tretyak, V.I.Umatov, A.S.Zolotarova.
 First test of an enriched ¹¹⁶CdWO₄ scintillating bolometer for neutrinoless double-beta-decay searches.
 - Eur. Phys. J. C 76(2016)487, 7 p.
- 41. P.Agnes, L.Agostino, I.F.M.Albuquerque, T.Alexander, A.K.Alton, K.Arisaka, H.O.Back, B.Baldin, K.Biery, G.Bonfini, M.Bossa, B.Bottino, A.Brigatti, J.Brodsky, F.Budano, S.Bussino, M.Cadeddu, L.Cadonati, M.Cadoni, F.Calaprice, N.Canci, A.Candela, H.Cao, M.Cariello, M.Carlini, S.Catalanotti, P.Cavalcante, A.Chepurnov, A.G.Cocco, G.Covone, L.Crippa, D.D'Angelo, M.D'Incecco, S.Davini, S. De Cecco, M. De Deo, M. De Vincenzi, A.Derbin, A.Devoto, F. Di Eusanio, G. Di Pietro, E.Edkins, A.Empl, A.Fan, G.Fiorillo, K.Fomenko, G.Forster, D.Franco, F.Gabriele, C.Galbiati, C.Giganti, A.M.Goretti, F.Granato, L.Grandi, M.Gromov, M.Guan, Y.Guardincerri, B.R.Hackett, K.Herner, E.V.Hungerford, Al.Ianni, An.Ianni, I.James, C.Jollet, K.Keeter, C.L.Kendziora, V.Kobychev, G.Koh, D.Korablev, G.Korga, A.Kubankin, X.Li, M.Lissia, P.Lombardi, S.Luitz, Y.Ma, I.N.Machulin, A.Mandarano, S.M.Mari, J.Maricic, L.Marini, C.J.Martoff, A.Meregaglia, P.D.Meyers, T.Miletic, R.Milincic, D.Montanari, A.Monte, M.Montuschi, M.Monzani, P.Mosteiro, B.J.Mount, V.N.Muratova, P.Musico, J.Napolitano, A.Nelson, S.Odrowski, M.Orsini, F.Ortica, L.Pagani, M.Pallavicini, E.Pantic, S.Parmeggiano, K.Pelczar, N.Pelliccia, S.Perasso, A.Pocar, S.Pordes, D.A.Pugachev, H.Qian, K.Randle, G.Ranucci, A.Razeto, B.Reinhold, A.L.Renshaw, A.Romani, B.Rossi, N.Rossi, D.Rountree, D.Sablone, P.Saggese, R.Saldanha, W.Sands, S.Sangiorgio, C.Savarese, E.Segreto, D.A.Semenov, E.Shields, P.N.Singh, M.D.Skorokhvatov, O.Smirnov, A.Sotnikov, C.Stanford, Y.Suvorov, R.Tartaglia, J.Tatarowicz, G.Testera, A.Tonazzo, P.Trinchese, E.V.Unzhakov, A.Vishneva, B.Vogelaar, M.Wada, S.Walker, H.Wang, Y.Wang, A.W.Watson, S.Westerdale, J.Wilhelmi, M.M.Wojcik, X.Xiang, J.Xu, C.Yang, J.Yoo, S.Zavatarelli, A.Zec, W.Zhong, C.Zhu, G.Zuzel. Results from the first use of low radioactivity argon in a dark matter search. Phys. Rev. D 93(2016)081101, 7 p.
- R.Arnold, C.Augier, A.M.Bakalyarov, J.D.Baker, A.S.Barabash, A.Basharina-Freshville, S.Blondel, S.Blot, M.Bongrand, V.Brudanin, J.Busto, A.J.Caffrey, S.Calvez, M.Cascella, C.Cerna, J.P.Cesar, A.Chapon, E.Chauveau, A.Chopra, D.Duchesneau, D.Durand, V.Egorov, G.Eurin, J.J.Evans, L.Fajt, D.Filosofov, R.Flack, X.Garrido, H.Gomez, B.Guillon, P.Guzowski, R.Hodak, A.Huber, P.Hubert, C.Hugon, S.Jullian, A.Klimenko, O.Kochetov, S.I.Konovalov, V.Kovalenko, D.Lalanne, K.Lang, V.I.Lebedev, Y.Lemiere, T. Le Noblet, Z.Liptak, X.R.Liu, P.Loaiza, G.Lutter, F.Mamedov, C.Marquet, F.Mauger, B.Morgan, J.Mott, I.Nemchenok, M.Nomachi, F.Nova, F.Nowacki, H.Ohsumi, R.B.Pahlka, F.Perrot, F.Piquemal, P.Povinec, P.Pridal, Y.A.Ramachers, A.Remoto, J.L.Reyss, B.Richards, C.L.Riddle, E.Rukhadze, N.I.Rukhadze, R.Saakyan, R.Salazar, X.Sarazin, Yu.Shitov, L.Simard, F.Simkovic, A.Smetana, K.Smolek, A.Smolnikov, S.Soldner-Rembold, B.Soule, I.Stekl, J.Suhonen, C.S.Sutton, G.Szklarz, J.Thomas, V.Timkin, S.Torre, VI.I.Tretyak, V.I.Tretyak, V.I.Umatov, I.Vanushin, C.Vilela, V.Vorobel, D.Waters, S.V.Zhukov, A.Zukauskas.

Measurement of the double-beta decay half-life and search for the neutrinoless double-beta decay of 48 Ca with the NEMO-3 detector.

Phys. Rev. D 93(2016)112008, 9 p.

 R.Arnold, C.Augier, J.D.Baker, A.S.Barabash, A.Basharina-Freshville, S.Blondel, S.Blot, M.Bongrand, V.Brudanin, J.Busto, A.J.Caffrey, S.Calvez, M.Cascella, C.Cerna, J.P.Cesar, A.Chapon, E.Chauveau, A.Chopra, D.Duchesneau, D.Durand, V.Egorov, G.Eurin, J.J.Evans, L.Fajt, D.Filosofov, R.Flack, X.Garrido, H.Gomez, B.Guillon, P.Guzowski, R.Hodak, A.Huber, P.Hubert, C.Hugon, S.Jullian, A.Klimenko, O.Kochetov, S.I.Konovalov, V.Kovalenko, D.Lalanne, K.Lang, Y.Lemiere, T. Le Noblet, Z.Liptak, X.R.Liu, P.Loaiza, G.Lutter, F.Mamedov, C.Marquet, F.Mauger, B.Morgan, J.Mott, I.Nemchenok, M.Nomachi, F.Nova, F.Nowacki, H.Ohsumi, R.B.Pahlka, F.Perrot, F.Piquemal, P.Povinec, P.Pridal, Y.A.Ramachers, A.Remoto, J.L.Reyss, B.Richards, C.L.Riddle, E.Rukhadze, R.Saakyan, R.Salazar, X.Sarazin, Yu.Shitov, L.Simard, F.Simkovic, A.Smetana, K.Smolek, A.Smolnikov, S.Soldner-Rembold, B.Soule, I.Stekl, J.Suhonen, C.S.Sutton, G.Szklarz, J.Thomas, V.Timkin, S.Torre, VI.I.Tretyak, V.I.Tretyak, V.I.Umatov, I.Vanushin, C.Vilela, V.Vorobel, D.Waters, A.Zukauskas. Measurement of the 2νββ decay half-life of ¹⁵⁰Nd and a search for 0vββ decay processes with the full exposure from the NEMO-3 detector.

Phys. Rev. D 94(2016)072003, 19 p.

44. P.Belli, R.Bernabei, V.B.Brudanin, F.Cappella, V.Caracciolo, R.Cerulli, D.M.Chernyak, F.A.Danevich, S. d'Angelo, A. Di Marco, A.Incicchitti, M.Laubenstein, V.M.Mokina, D.V.Poda, O.G.Polischuk, V.I.Tretyak, I.A.Tupitsyna.
Search for 2β decay of ¹⁰⁶Cd with an enriched ¹⁰⁶CdWO₄ crystal scintillator in coincidence with four HPGe detectors.

Phys. Rev. C 93(2016)045502, 9 p.

- 45. T.B.Bekker, N.Coron, F.A.Danevich, V.Ya.Degoda, A.Giuliani, V.D.Grigorieva, N.V.Ivannikova, M.Mancuso, P. de Marcillac, I.M.Moroz, C.Nones, E.Olivieri, G.Pessina, D.V.Poda, V.N.Shlegel, V.I.Tretyak, M.Velazquez. Aboveground test of an advanced Li₂MoO₄ scintillating bolometer to search for neutrinoless double beta decay of ¹⁰⁰Mo. Astropart. Phys. 72(2016)38-45.
- 46. G.Angloher, M.Bauer, P.Bauer, I.Bavykina, A.Bento, C.Bucci, L.Canonica, C.Ciemniak, X.Defay, G.Deuter, A.Erb, F. v. Feilitzsch, N.Ferreiro-Iachellini, P.Gorla, A.Gutlein, D.Hauff, P.Huff, C.Isaila, J.Jochum, M.Kiefer, M.Kimmerle, H.Kluck, H.Kraus, J.-C.Lanfranchi, J.Loebell, A.Munster, C.Pagliarone, F.Petricca, S.Pfister, W.Potzel, F.Probst, F.Reindl, S.Roth, K.Rottler, C.Sailer, K.Schaffner, J.Schieck, J.Schmaler, S.Scholl, S.Schonert, W.Seidel, M. v. Sivers, L.Stodolsky, C.Strandhagen, R.Strauss, A.Tanzke, V.Tretyak, H.H.Trinh-Thi, C.Turkoglu, M.Uffinger, A.Ulrich, I.Usherov, S.Wawoczny, M.Willers, M.Wustrich, A.Zoller.
 New limits on double electron capture of ⁴⁰Ca and ¹⁸⁰W.
 J. Phys. G 43(2016)095202, 9 p.
- 47. R.Bernabei, P.Belli, A.Incicchitti, F.Cappella, R.Cerulli, C.J.Dai, H.L.He, H.H.Kuang, X.H.Ma, X.D.Sheng, R.G.Wang, Z.P.Ye, R.S.Boiko, F.A.Danevich, V.V.Kobychev, D.V.Poda, O.G.Polischuk, V.I.Tretyak.
 Main results and perspectives on other rare processes with DAMA experiments. Int. J. Mod. Phys. A 31(2016)1642010, 36 p.
- P.Agnes, L.Agostino, I.F.M.Albuquerque, T.Alexander, A.K.Alton, K.Arisaka, H.O.Back, B.Baldin, K.Biery, G.Bonfini, M.Bossa, B.Bottino, A.Brigatti, J.Brodsky, F.Budano, S.Bussino, M.Cadeddu, L.Cadonati, M.Cadoni, F.Calaprice, N.Canci, A.Candela, H.Cao, M.Cariello, M.Carlini, S.Catalanotti, P.Cavalcante, A.Chepurnov, A.G.Cocco, G.Covone, L.Crippa, D.D'Angelo, M.D'Incecco, S.Davini, S. De Cecco, M. De Deo, M. De Vincenzi, A.Derbin, A.Devoto, F. Di Eusanio, G. Di Pietro, E.Edkins, A.Empl, A.Fan, G.Fiorillo, K.Fomenko, G.Foster, D.Franco, F.Gabriele, C.Galbiati, C.Giganti, A.M.Goretti, F.Granato, L.Grandi, M.Gromov, M.Guan, Y.Guardincerri, B.R.Hackett, K.R.Herner, E.V.Hungerford, Aldo Ianni, Andrea Ianni, I.James, T.Johnson, C.Jollet, K.Keeter, C.L.Kendziora, V.Kobychev, G.Koh, D.Korablev, G.Korga, A.Kubankin, X.Li, M.Lissia, P.Lombardi, S.Luitz, Y.Ma, I.N.Machulin, A.Mandarano, S.M.Mari, J.Maricic, L.Marini, C.J.Martoff, A.Meregaglia, P.D.Meyers, T.Miletic, R.Milincic, D.Montanari, A.Monte, M.Montuschi,

M.E.Monzani, P.Mosteiro, B.J.Mount, V.N.Muratova, P.Musico, J.Napolitano, A.Nelson, S.Odrowski, M.Orsini, F.Ortica, L.Pagani, M.Pallavicini, E.Pantic, S.Parmeggiano, K.Pelczar, N.Pelliccia, S.Perasso, A.Pocar, S.Pordes, D.A.Pugachev, H.Qian, K.Randle, G.Ranucci, A.Razeto, B.Reinhold, A.L.Renshaw, A.Romani, B.Rossi, N.Rossi, S.D.Rountree, D.Sablone, P.Saggese, R.Saldanha, W.Sands, S.Sangiorgio, C.Savarese, E.Segreto, D.A.Semenov, E.Shields, P.N.Singh, M.D.Skorokhvatov, O.Smirnov, A.Sotnikov, C.Stanford, Y.Suvorov, R.Tartaglia, J.Tatarowicz, G.Testera, A.Tonazzo, P.Trinchese, E.V.Unzhakov, A.Vishneva, R.B.Vogelaar, M.Wada, S.Walker, H.Wang, Y.Wang, A.W.Watson, S.Westerdale, J.Wilhelmi, M.M.Wojcik, X.Xiang, J.Xu, C.Yang, J.Yoo, S.Zavatarelli, A.Zec, W.Zhong, C.Zhu, G.Zuzel.
The veto system of the DarkSide-50 experiment.
JINST 11(2016)P03016, 42 p.

- 49. P.Agnes, L.Agostino, I.F.M.Albuquerque, T.Alexander, A.K.Alton, K.Arisaka, H.O.Back, B.Baldin, K.Biery, G.Bonfini, M.Bossa, B.Bottino, A.Brigatti, J.Brodsky, F.Budano, S.Bussino, M.Cadeddu, M.Cadoni, F.Calaprice, N.Canci, A.Candela, H.Cao, M.Cariello, M.Carlini, S.Catalanotti, P.Cavalcante, A.Chepurnov, A.G.Cocco, G.Covone, L.Crippa, D.D'Angelo, M.D'Incecco, S.Davini, S. De Cecco, M. De Deo, M. De Vincenzi, A.Derbin, A.Devoto, F. Di Eusanio, G. Di Pietro, E.Edkins, A.Empl, A.Fan, G.Fiorillo, K.Fomenko, G.Foster, D.Franco, F.Gabriele, C.Galbiati, C.Giganti, A.M.Goretti, F.Granato, L.Grandi, M.Gromov, M.Guan, Y.Guardincerri, B.R.Hackett, K.R.Herner, E.V.Hungerford, Aldo Ianni, Andrea Ianni, I.James, C.Jollet, K.Keeter, C.L.Kendziora, V.Kobychev, G.Koh, D.Korablev, G.Korga, A.Kubankin, X.Li, M.Lissia, P.Lombardi, S.Luitz, Y.Ma, I.N.Machulin, A.Mandarano, S.M.Mari, J.Maricic, L.Marini, C.J.Martoff, A.Meregaglia, P.D.Meyers, T.Miletic, R.Milincic, D.Montanari, A.Monte, M.Montuschi, M.E.Monzani, P.Mosteiro, B.J.Mount, V.N.Muratova, P.Musico, J.Napolitano, A.Nelson, S.Odrowski, M.Orsini, F.Ortica, L.Pagani, M.Pallavicini, E.Pantic, S.Parmeggiano, K.Pelczar, N.Pelliccia, A.Pocar, S.Pordes, D.A.Pugachev, H.Oian, K.Randle, G.Ranucci, A.Razeto, B.Reinhold, A.L.Renshaw, Q.Riffard, A.Romani, B.Rossi, N.Rossi, S.D.Rountree, D.Sablone, P.Saggese, R.Saldanha, W.Sands, S.Sangiorgio, C.Savarese, E.Segreto, D.A.Semenov, E.Shields, P.N.Singh, M.D.Skorokhvatov, O.Smirnov, A.Sotnikov, C.Stanford, Y.Suvorov, R.Tartaglia, J.Tatarowicz, G.Testera, A.Tonazzo, P.Trinchese, E.V.Unzhakov, A.Vishneva, R.B.Vogelaar, M.Wada, S.Walker, H.Wang, Y.Wang, A.W.Watson, S.Westerdale, J.Wilhelmi, M.M.Wojcik, X.Xiang, J.Xu, C.Yang, J.Yoo, S.Zavatarelli, A.Zec, W.Zhong, C.Zhu, G.Zuzel. The electronics and data acquisition system for the DarkSide-50 veto detectors. JINST 11(2016)P12007, 28 p.
- A.S.Barabash, P.Belli, R.Bernabei, Yu.A.Borovlev, F.Cappella, V.Caracciolo, R.Cerulli, F.A.Danevich, A.Incicchitti, V.V.Kobychev, S.I.Konovalov, M.Laubenstein, V.M.Mokina, O.G.Polischuk, O.E.Safonova, V.N.Shlegel, V.I.Tretyak, I.A.Tupitsyna, V.I.Umatov, V.N.Zhdankov.

Improvement of radiopurity level of enriched ¹¹⁶CdWO₄ and ZnWO₄ crystal scintillators by recrystallization.

Nucl. Instrum. Meth. A 833(2016)77-81.

 Ф.А.Даневич, В.В.Кобичев, В.І.Третяк. У нейтрино є маса. Вісник НАН України 1(2016)20-29.

2017

52. R.Arnold, C.Augier, A.S.Barabash, A.Basharina-Freshville, S.Blondel, S.Blot, M.Bongrand, D.Boursette, V.Brudanin, J.Busto, A.J.Caffrey, S.Calvez, M.Cascella, C.Cerna, J.P.Cesar, A.Chapon, E.Chauveau, A.Chopra, L.Dawson, D.Duchesneau, D.Durand, V.Egorov,

G.Eurin, J.J.Evans, L.Fajt, D.Filosofov, R.Flack, X.Garrido, H.Gomez, B.Guillon, P.Guzowski, R.Hodak, A.Huber, P.Hubert, C.Hugon, S.Jullian, A.Klimenko, O.Kochetov, S.I.Konovalov, V.Kovalenko, D.Lalanne, K.Lang, Y.Lemiere, T. Le Noblet, Z.Liptak, X.R.Liu, P.Loaiza, G.Lutter, M.Macko, C.Macolino, F.Mamedov, C.Marquet, F.Mauger, B.Morgan, J.Mott, I.Nemchenok, M.Nomachi, F.Nova, F.Nowacki, H.Ohsumi, C.Patrick, R.B.Pahlka, F.Perrot, F.Piquemal, P.Povinec, P.Pridal, Y.A.Ramachers, A.Remoto, J.L.Reyss, C.L.Riddle, E.Rukhadze, R.Saakyan, R.Salazar, X.Sarazin, Yu.Shitov, L.Simard, F.Simkovic, A.Smetana, K.Smolek, A.Smolnikov, S.Soldner-Rembold, B.Soule, D.Stefanik, I.Stekl, J.Suhonen, C.S.Sutton, G.Szklarz, J.Thomas, V.Timkin, S.Torre, VI.I.Tretyak, V.I.Tretyak, V.I.Umatov, I.Vanushin, C.Vilela, V.Vorobel, D.Waters, F.Xie, A.Zukauskas. Search for neutrinoless quadruple-β decay of ¹⁵⁰Nd with the NEMO-3 detector. Phys. Rev. Lett. 119(2017)041801, 6 p.

53. M.Agostini, K.Altenmuller, S.Appel, V.Atroshchenko, Z.Bagdasarian, D.Basilico, G.Bellini, J.Benziger, D.Bick, G.Bonfini, D.Bravo, B.Caccianiga, F.Calaprice, A.Caminata, S.Caprioli, M.Carlini, P.Cavalcante, A.Chepurnov, K.Choi, D.D'Angelo, S.Davini, A.Derbin, X.F.Ding, A. Di Ludovico, L. Di Noto, I.Drachnev, K.Fomenko, A.Formozov, D.Franco, F.Froborg, F.Gabriele, C.Galbiati, C.Ghiano, M.Giammarchi, A.Goretti, M.Gromov, C.Hagner, T.Houdy, E.Hungerford, Aldo Ianni, Andrea Ianni, A.Jany, D.Jeschke, V.Kobychev, D.Korablev, G.Korga, D.Kryn, M.Laubenstein, E.Litvinovich, F.Lombardi, P.Lombardi, L.Ludhova, G.Lukyanchenko, L.Lukyanchenko, I.Machulin, G.Manuzio, S.Marcocci, J.Martyn, E.Meroni, M.Meyer, L.Miramonti, M.Misiaszek, V.Muratova, B.Neumair, L.Oberauer, B.Opitz, F.Ortica, M.Pallavicini, L.Papp, N.Pilipenko, A.Pocar, A.Porcelli, G.Ranucci, A.Razeto, A.Re, A.Romani, R.Roncin, N.Rossi, S.Schonert, D.Semenov, M.Skorokhvatov, O.Smirnov, A.Sotnikov, L.F.F.Stokes, Y.Suvorov, R.Tartaglia, G.Testera, J.Thurn, M.Toropova, E.Unzhakov, A.Vishneva, R.B.Vogelaar, F. von Feilitzsch, H.Wang, S.Weinz, M.Wojcik, M.Wurm, Z.Yokley, O.Zaimidoroga, S.Zavatarelli, K.Zuber, G.Zuzel. A search for low-energy neutrinos correlated with gravitational wave events GW 150914, GW 151226, and GW 170104 with the Borexino detector.

The Astrophysical Journal 850(2017)21, 7 p.

- 54. D.M.Chernyak, F.A.Danevich, L.Dumoulin, A.Giuliani, M.Mancuso, P. de Marcillac, S.Marnieros, C.Nones, E. Olivieri, D.V.Poda, V.I.Tretyak. Rejection of randomly coinciding events in Li₂¹⁰⁰MoO₄ scintillating bolometers using light detectors based on the Neganov-Luke effect. Eur. Phys. J. C 77(2017)3, 7 p.
- 55. E.Armengaud, C.Augier, A.S.Barabash, J.W.Beeman, T.B.Bekker, F.Bellini, A.Benoît, L.Berge, T.Bergmann, J.Billard, R.S.Boiko, A.Broniatowski, V.Brudanin, P.Camus, S.Capelli, L.Cardani, N.Casali, A.Cazes, M.Chapellier, F.Charlieux, D.M.Chernyak, M. de Combarieu, N.Coron, F.A.Danevich, I.Dafinei, M. De Jesus, L.Devoyon, S. Di Domizio, L.Dumoulin, K.Eitel, C.Enss, F.Ferroni, A.Fleischmann, N.Foerster, J.Gascon, L.Gastaldo, L.Gironi, A.Giuliani, V.D.Grigorieva, M.Gros, L.Hehn, S.Herve, V.Humbert, N.V.Ivannikova, I.M.Ivanov, Y.Jin, A.Juillard, M.Kleifges, V.V.Kobychev, S.I.Konovalov, F.Koskas, V.Kozlov, H.Kraus, V.A.Kudryavtsev, M.Laubenstein, H. Le Sueur, M.Loidl, P.Magnier, E.P.Makarov, M.Mancuso, P. de Marcillac, S.Marnieros, C.Marrache-Kikuchi, S.Nagorny, X-F.Navick, M.O.Nikolaichuk, C.Nones, V.Novati, E.Olivieri, L.Pagnanini, P.Pari, L.Pattavina, M.Pavan, B.Paul, Y.Penichot, G.Pessina, G.Piperno, S.Pirro, O.Plantevin, D.V.Poda, E.Queguiner, T.Redon, M.Rodrigues, S.Rozov, C.Rusconi, V.Sanglard, K.Schaffner, S.Scorza, V.N.Shlegel, B.Siebenborn, O.Strazzer, D.Tcherniakhovski, C.Tomei, V.I.Tretyak, V.I.Umatov, L.Vagneron, Ya.V.Vasiliev, M.Velazquez, M.Vignati, M.Weber, E.Yakushev, A.S.Zolotarova. Development of ¹⁰⁰Mo-containing scintillating bolometers for a high-sensitivity neutrinoless

double-beta decay search.

Eur. Phys. J. C 77(2017)785, 25 p.

56. D.R.Artusa, F.T.Avignone III, J.W.Beeman, I.Dafinei, L.Dumoulin, Z.Ge, A.Giuliani, C.Gotti, P. De Marcillac, S.Marnieros, S.Nagorny, S.Nisi, C.Nones, E.B.Norman, V.Novati, E.Olivieri, D.Orlandi, L.Pagnanini, L.Pattavina, G.Pessina, S.Pirro, D.V.Poda, C.Rusconi, K.Schaffner, N.D.Scielzo, Y.Zhu.

Enriched TeO_2 bolometers with active particle discrimination: Towards the CUPID experiment.

Phys. Lett. B 767(2017)321-329.

 R.Arnold, C.Augier, J.D.Baker, A.S.Barabash, A.Basharina-Freshville, S.Blondel, S.Blot, M.Bongrand, D.Boursette, V.Brudanin, J.Busto, A.J.Caffrey, S.Calvez, M.Cascella, C.Cerna, J.P.Cesar, A.Chapon, E.Chauveau, A.Chopra, D.Duchesneau, D.Durand, V.Egorov, G.Eurin, J.J.Evans, L.Fajt, D.Filosofov, R.Flack, X.Garrido, H.Gómez, B.Guillon, P.Guzowski, R.Hodák, A.Huber, P.Hubert, C.Hugon, S.Jullian, A.Klimenko, O.Kochetov, S.I.Konovalov, V.Kovalenko, D.Lalanne, K.Lang, Y.Lemiere, T. Le Noblet, Z.Liptak, X.R.Liu, P.Loaiza, G.Lutter, M.Macko, C.Macolino, F.Mamedov, C.Marquet, F.Mauger, B.Morgan, J.Mott, I.Nemchenok, M.Nomachi, F.Nova, F.Nowacki, H.Ohsumi, R.B.Pahlka, F.Perrot, F.Piquemal, P.Povinec, P.Pridal, Y.A.Ramachers, A.Remoto, J.L.Reyss, B.Richards, C.L.Riddle, E.Rukhadze, R.Saakyan, R.Salazar, X.Sarazin, Yu.Shitov, L.Simard, F.Simkovic, A.Smetana, K.Smolek, A.Smolnikov, S.Soldner-Rembold, B.Soule, I.Stekl, J.Suhonen, C.S.Sutton, G.Szklarz, J.Thomas, V.Timkin, S.Torre, VI.I.Tretyak, V.I.Tretyak, V.I.Umatov, I.Vanushin, C.Vilela, V.Vorobel, D.Waters, A.Zukauskas.

Measurement of the $2\nu\beta\beta$ decay half-life and search for the $0\nu\beta\beta$ decay of ¹¹⁶Cd with the NEMO-3 detector.

Phys. Rev. D 95(2017)012007, 12 p.

58. M.Agostini, K.Altenmuller, S.Appel, V.Atroshchenko, G.Bellini, J.Benziger, D.Bick, G.Bonfini, D.Bravo, B.Caccianiga, F.Calaprice, A.Caminata, M.Carlini, P.Cavalcante, A.Chepurnov, K.Choi, D.D'Angelo, S.Davini, H. de Kerret, A.Derbin, L. Di Noto, I.Drachnev, A.Etenko, K.Fomenko, D.Franco, F.Gabriele, C.Galbiati, C.Ghiano, M.Giammarchi, M.Goeger-Neff, A.Goretti, M.Gromov, C.Hagner, E.Hungerford, Aldo Ianni, Andrea Ianni, A.Jany, K.Jedrzejczak, D.Jeschke, V.Kobyche, D.Korablev, G.Korga, D.Kryn, M.Laubenstein, B.Lehnert, E.Litvinovich, F.Lombardi, P.Lombardi, L.Ludhova, G.Lukyanchenko, I.Machulin, S.Manecki, W.Maneschg, G.Manuzio, S.Marcocci, E.Meroni, M.Meyer, L.Miramonti, M.Misiaszek, M.Montuschi, P.Mosteiro, V.Muratova, B.Neumair, L.Oberauer, M.Obolensky, F.Ortica, M.Pallavicini, L.Papp, A.Pocar, G.Ranucci, A.Razeto, A.Re, A.Romani, R.Roncin, N.Rossi, S.Schonert, D.Semenov, M.Skorokhvatov, O.Smirnov, A.Sotnikov, S.Sukhotin, Y.Suvorov, R.Tartaglia, G.Testera, J.Thurn, M.Toropova, E.Unzhakov, A.Vishneva, R.B.Vogelaar, F. von Feilitzsch, H.Wang, S.Weinz, J.Winter, M.Wojcik, M.Wurm, Z.Yokley, O.Zaimidoroga, S.Zavatarelli, K.Zuber, G.Zuzel. Borexino's search for low-energy neutrino and antineutrino signals correlated with gammaray bursts.

Astropart. Phys. 86(2017)11-17.

 M.Agostini, K.Altenmuller, S.Appel, V.Atroshchenko, D.Basilico, G.Bellini, J.Benziger, D.Bick, G.Bonfini, L.Borodikhina, D.Bravo, B.Caccianiga, F.Calaprice, A.Caminata, S.Caprioli, M.Carlini, P.Cavalcante, A.Chepurnov, K.Choi, D.D'Angelo, S.Davini, A.Derbin, X.F.Ding, L. Di Noto, I.Drachnev, K.Fomenko, D.Franco, F.Froborg, F.Gabriele, C.Galbiati, C.Ghiano, M.Giammarchi, M.Goeger-Neff, A.Goretti, M.Gromov, C.Hagner, T.Houdy, E.Hungerford, Aldo Ianni, Andrea Ianni, A.Jany, D.Jeschke, V.Kobychev, D.Korablev, G.Korga, D.Kryn, M.Laubenstein, B.Lehnert, E.Litvinovich, F.Lombardi, P.Lombardi, L.Ludhova, G.Lukyanchenko, I.Machulin, S.Manecki, G.Manuzio, S.Marcocci, J.Martyn, E.Meroni, M.Meyer, L.Miramonti, M.Misiaszek, M.Montuschi, V.Muratova, B.Neumair, L.Oberauer, B.Opitz, F.Ortica, M.Pallavicini, L.Papp, A.Pocar, G.Ranucci, A.Razeto, A.Re, A.Romani, R.Roncin, N.Rossi, S.Schonert, D.Semenov, P.Shakina, M.Skorokhvatov, O.Smirnov, A.Sotnikov, L.F.F.Stokes, Y.Suvorov, R.Tartaglia, G.Testera, J.Thurn, M.Toropova, E.Unzhakov, A.Vishneva, R.B.Vogelaar, F. von Feilitzsch, H.Wang, S.Weinz, M.Wojcik, M.Wurm, Z.Yokley, O.Zaimidoroga, S.Zavatarelli, K.Zuber, G.Zuzel. Seasonal modulation of the ⁷Be solar neutrino rate in Borexino. Astropart. Phys. 92(2017)21-29.

- V.Ya.Degoda, Ya.P.Kogut, I.M.Moroz, F.A.Danevich. Long time phosphorescence in ZnMoO₄ crystals. Journal of Luminescence 181(2017)269-276.
- 61. V.Ya.Degoda, Ya.P.Kogut, I.M.Moroz, F.A.Danevich. Thermally stimulated luminescence in ZnMoO₄ crystals. Journal of Luminescence 183(2017)424-432.
- 62. V.B.Mikhailik, S.Galkin, H.Kraus, V.Mokina, A.Hrytsak, V.Kapustianyk, M.Panasiuk, M.Rudko, V.Rudyk.
 ZnTe cryogenic scintillator.
 Journal of Luminescence 188(2017)600-603.
- 63. V.Ya.Degoda, Ya.P.Kogut, I.M.Moroz, F.A.Danevich, S.G.Nasonov, E.P.Makarov, V.N.Shlegel. Temperature dependence of luminescence intensity in ZnMoO₄ crystals.
 - Materials Research Bulletin 89(2017)139-149.
- 64. N.Dokania, V.Nanal, G.Gupta, S.Pal, R.G.Pillay, P.K.Rath, V.I.Tretyak, A.Garai, H.Krishnamoorthy, C.Ghosh, P.K.Raina, K.G.Bhushan. New limit for the half-life of double beta decay of ⁹⁴Zr to the first excited state of ⁹⁴Mo. Eur. Phys. J. A 53(2017)74, 7 p.
- 65. P.Belli, R.Bernabei, R.S.Boiko, F.Cappella, R.Cerulli, F.A.Danevich, A.Incicchitti, B.N.Kropivyansky, M.Laubenstein, V.M.Mokina, O.G.Polischuk, V.I. Tretyak. New limits on 2ϵ , $\epsilon\beta^+$ and $2\beta^+$ decay of ¹³⁶Ce and ¹³⁸Ce with deeply purified cerium sample. Eur. Phys. J. A 53(2017)172, 8 p.
- 66. M.Velazquez, P.Veber, M.Moutatouia, P. de Marcillac, A.Giuliani, P.Loaiza, D.Denux, R.Decourt, H. El Hafid, M.Laubenstein, S.Marnieros, C.Nones, V.Novati, E.Olivieri, D.V.Poda, A.S.Zolotarova. Exploratory growth in the Li₂MoO₄-MoO₃ system for the next crystal generation of heat-

Exploratory growth in the L1₂MoO₄-MoO₃ system for the next crystal generation of heatscintillation cryogenic bolometers. Solid State Sci. 65(2017)41-51.

- 67. A.Luqman, D.H.Ha, J.J.Lee, E.J.Jeon, H.S.Jo, H.J.Kim, Y.D.Kim, Y.H.Kim, V.V.Kobychev, H.S.Lee, H.K.Park, K.Siyeon, J.H.So, V.I.Tretyak, Y.S.Yoon. Simulations of background sources in AMoRE-I experiment. Nucl. Instrum. Meth. A 855(2017)140-147.
- A.S.Barabash, A.Basharina-Freshville, S.Blot, M.Bongrand, Ch.Bourgeois, D.Breton, V.Brudanin, H.Buresova, J.Busto, A.J.Caffrey, S.Calvez, M.Cascella, C.Cerna, J.P.Cesar, E.Chauveau, A.Chopra, G.Claverie, S. De Capua, F.Delalee, D.Duchesneau, V.Egorov, G.Eurin, J.J.Evans, L.Fajt, D.Filosofov, R.Flack, X.Garrido, H.Gomez, B.Guillon, P.Guzowski, R.Hodak, K.Holy, A.Huber, C.Hugon, A.Jeremie, S.Jullian, M.Kauer, A.Klimenko, O.Kochetov, S.I.Konovalov, V.Kovalenko, K.Lang, Y.Lemiere, T. Le Noblet, Z.Liptak, X.R.Liu, P.Loaiza, G.Lutter, J.Maalmi, M.Macko, F.Mamedov, C.Marquet, F.Mauger, I.Moreau, B.Morgan, J.Mott, I.Nemchenok, M.Nomachi, F.Nova, H.Ohsumi, R.B.Pahlka, J.R.Pater, F.Perrot, F.Piquemal, P.Povinec, P.Pridal, Y.A.Ramachers, A.Rebii, A.Remoto, B.Richards, J.S.Ricol, C.L.Riddle, E.Rukhadze, R.Saakyan, R.Salazar, X.Sarazin, J.Sedgbeer, Yu.Shitov, F.Simkovic, L.Simard, A.Smetana, K.Smolek,

A.Smolnikov, S.Snow, S.Soldner-Rembold, B.Soule, M.Spavorova, I.Stekl, J.Thomas, V.Timkin, S.Torre, Vl.I.Tretyak, V.I.Tretyak, V.I.Umatov, C.Vilela, V.Vorobel, D.Waters, A.Zukauskas.

Calorimeter development for the SuperNEMO double beta decay experiment. Nucl. Instrum. Meth. A 868(2017)98-108.

 A.S.Barabash, A.Basharina-Freshville, E.Birdsall, S.Blondel, S.Blot, M.Bongrand, D.Boursette, V.Brudanin, J.Busto, A.J.Caffrey, S.Calvez, M.Cascella, S.Cebrian, C.Cerna, J.P.Cesar, E.Chauveau, A.Chopra, T.Dafni, S. De Capua, D.Duchesneau, D.Durand, V.Egorov, G.Eurin, J.J.Evans, L.Fajt, D.Filosofov, R.Flack, X.Garrido, H.Gomez, B.Guillon, P.Guzowski, K.Holy, R.Hodak, A.Huber, C.Hugon, F.J.Iguaz, I.G.Irastorza, A.Jeremie, S.Jullian, M.Kauer, A.Klimenko, O.Kochetov, S.I.Konovalov, V.Kovalenko, K.Lang, Y.Lemiere, T. Le Noblet, Z.Liptak, X.R.Liu, P.Loaiza, G.Lutter, G.Luzon, M.Macko, F.Mamedov, C.Marquet, F.Mauger, B.Morgan, J.Mott, I.Nemchenok, M.Nomachi, F.Nova, M.H.Ohsumi, G.Oliviero, A. Ortiz de Solorzano, R.B.Pahlka, J.Pater, F.Perrot, F.Piquemal, P.Povinec, P.Pridal, Y.A.Ramachers, A.Remoto, B.Richards, C.L.Riddle, E.Rukhadze, R.Saakyan, R.Salazar, X.Sarazin, Yu.Shitov, L.Simard, F.Simkovic, A.Smetana, K.Smolek, A.Smolnikov, S.Soldner-Rembold, B.Soule, I.Stekl, J.Thomas, V.Timkin, S.Torre, VI.I.Tretyak, V.I.Tretyak, V.I.Umatov, C.Vilela, V.Vorobel, D.Waters, A.Zukauskas.

The BiPo-3 detector for the measurement of ultra low natural radioactivities of thin materials.

J. of Instrumentation 12(2017)P06002, 40 p.

70. R.S.Boiko.

Chemical purification of lanthanides for low-background experiments. Int. J. Mod. Phys. A 32 (2017) 1743005, 12 p.

71. F.A.Danevich.

Radiopure tungstate and molybdate crystal scintillators for double beta decay experiments. Int. J. Mod. Phys. A 32(2017)1743008, 16 p.

- 72. D.V. Poda, A. Giuliani.Low background techniques in bolometers for double-beta decay search Int. J. Mod. Phys. A 32(2017) 1743012, 35 p.
- 73. V.Grigorieva, V.Shlegel, T.Bekker, N.Ivannikova, A.Giuliani, P. de Marcillac, S.Marnieros, V.Novati, E.Olivieri, D.Poda, C.Nones, A.Zolotarova, F.Danevich Li₂MoO₄ crystals grown by low-thermal-gradient Czochralski technique. J. of Materials Science and Engineering B 7(2017)63-70.
- M.Agostini, K.Altenmuller, S.Appel, V.Atroshchenko, Z.Bagdasarian, D.Basilico, G.Bellini, J.Benziger, D.Bick, G.Bonfini, D.Bravo, B.Caccianiga, F.Calaprice, A.Caminata, S.Caprioli, M.Carlini, P.Cavalcante, A.Chepurnov, K.Choi, L.Collica, D.D'Angelo, S.Davini, A.Derbin, X.F.Ding, A.Di Ludovico, L. Di Noto, I.Drachnev, K.Fomenko, A.Formozov, D.Franco, F.Froborg, F.Gabriele, C.Galbiati, C.Ghiano, M.Giammarchi, A.Goretti, M.Gromov, D.Guffanti, C.Hagner, T.Houdy, E.Hungerford, Aldo Ianni, Andrea Ianni, A.Jany, D.Jeschke, V.Kobychev, D.Korablev, G.Korga, D.Kryn, M.Laubenstein, E.Litvinovich, F.Lombardi, P.Lombardi, L.Ludhova, G.Lukyanchenko, L.Lukyanchenko, I.Machulin, G.Manuzio, S.Marcocci, J.Martyn, E.Meroni, M.Meyer, L.Miramonti, M.Misiaszek, V.Muratova, B.Neumair, L.Oberauer, B.Opitz, V.Orekhov, F.Ortica, M.Pallavicini, L.Papp, O.Penek, N.Pilipenko, A.Pocar, A.Porcelli, G.Ranucci, A.Razeto, A.Re, M.Redchuk, A.Romani, R.Roncin, N.Rossi, S.Schonert, D.Semenov, M.Skorokhvatov, O.Smirnov, A.Sotnikov, L.F.F.Stokes, Y.Suvorov, R.Tartaglia, G.Testera, J.Thurn, M.Toropova, E.Unzhakov, A.Vishneva, R.B.Vogelaar, F. von Feilitzsch, H.Wang, S.Weinz, M.Wojcik, M.Wurm, Z.Yokley, O.Zaimidoroga, S.Zavatarelli, K.Zuber, G.Zuzel.

Limiting neutrino magnetic moments with Borexino Phase-II solar neutrino data. Phys. Rev. D 96(2017)091103, 6 p.

ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

[1] Strumia A., Vissani F. Neutrino masses and mixings and... arXiv:hep-ph/0606054v3, 2010.
[2] Φ.А. Даневич, В.В. Кобичев, В.І. Третяк. У нейтрино є маса, Вісник НАН України 1 (2016) 20.

[3] Mohapatra R.N. et al. Theory of neutrinos: A white paper. Rep. Prog. Phys. 70 (2007) 1757. 4 Smirnov A. The landscape of neutrino physics. Talk at TAUP 2015. (Sept. 7–12, 2015, Turin, Italy).

[5] K.N. Abazajian et al., Cosmological and astrophysical neutrino mass measurements, Astropart. Phys. 35 (2011) 177.

[6] M. Moresco et al., New constraints on cosmological parameters and neutrino properties using the expansion rate of the Universe to $z \sim 1.75$, J. Cosmol. Astropart. Phys. 07 (2012) 053.

[7] S. Riemer–Sorensen et al., WiggleZ Dark Energy Survey: Cosmological neutrino mass constraint from blue high-redshift galaxies, Phys. Rev. D 85 (2012) 081101(R).

[8] E. Guisarma et al., Constraints on neutrino masses from Planck and Galaxy clustering data, Phys. Rev. D 88 (2013) 063515.

[9] E. Di Valentino et al., Cosmological axion and neutrino mass constraints from Planck 2015 temperature and polarization data, Phys. Lett. B 752 (2016) 182.

[10] V.N. Aseev et al., Upper limit on the electron antineutrino mass from the Troitsk experiment, Phys. Rev. D 84 (2011) 112003.

[11] C. Kraus et al., Final results from phase II of the Mainz neutrino mass searchin tritium decay, Eur. Phys. J C 40 92005) 447.

[12] Vergados J.D., Ejiri H., Šimkovic F. Theory of neutrinoless double-beta decay. Rep. Prog. Phys. 75 (2012) 106301.

[13] Barea J., Kotila J., Iachello F. Limits on Neutrino Masses from Neutrinoless Double- β Decay. Phys. Rev. Lett. 109 (2012) 042501.

[14] Rodejohann W. Neutrino-less double beta decay and particle physics, J. Phys. G. 39 (2012) 124008.

[15] H. Päs, W. Rodejohann, Neutrinoless double beta decay, New J. Phys. 17 (2015) 115010.
[16] S. Dell'Oro, S. Marcocci, M. Viel, F. Vissani, Neutrinoless Double Beta Decay: 2015 Review, AHEP 2016 (2016) 2162659, 37 p.

[17] F.F. Deppisch, M. Hirsch, H. Päs, Neutrinoless double-beta decay and physics beyond the standard model. J. Phys. G. 39 (2012) 124007.

[18] S.M. Bilenky, G. Giunti, Neutrinoless double-beta decay: A probe of physics beyond the Standard Model. Int. J. Mod. Phys. A. 30 (2015) 1530001.

[19] J.D. Vergados, H. Ejiri, F. Simkovic, Neutrinoless double beta decay and neutrino mass, International Journal of Modern Physics E 25 (2016) 1630007 (59 pages).

[20] M. Goeppert-Mayer, Double Beta-Disintegration, Phys. Rev. 48 (1935) 512.

[21] E. Fireman, Double Beta Decay, Physical Review 74 (1948) 1238.

[22] V.I. Tretyak, Yu.G. Zdesenko, Tables of double beta decay data, At. Data Nucl. Data Tables 61 (1995) 43.

[23] V.I. Tretyak, Yu.G. Zdesenko, Tables of double β decay data: an update, At. Data Nucl. Data Tables 80 (2002) 83.

[24] R. Saakyan, Two-Neutrino Double-Beta Decay, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 63 (2013) 503.

[25] S.R. Elliott, Recent progress in double beta decay, Mod. Phys. Lett. A 27 (2012) 123009.

[26] A. Giuliani, A. Poves, Neutrinoless Double-Beta Decay, AHEP 2012 (2012) 857016.

[27] O. Cremonesi, M. Pavan, Challenges in Double Beta Decay, AHEP 2014 (2014) 951432.

[28] J.J. Gomez-Cadenas and J. Martin-Albo, Phenomenology of Neutrinoless Double Beta Decay, Proc. of Sci. (GSSI14) 004 (2015).

[29] X. Sarazin, Review of Double Beta Experiments, J. Phys.: Conf. Ser. 593 (2015) 012006.

[30] A. Gando et al., Search for Majorana Neutrinos Near the Inverted Mass Hierarchy Region with KamLAND-Zen, Phys. Rev. Lett. 117 (2016) 082503.

[31] P. Belli et al., Search for double- β decay processes in ¹⁰⁶Cd with the help of a ¹⁰⁶CdWO₄ crystal scintillator, Phys. Rev. C 85 (2012) 044610.

[32] M. Hirsch et al., Nuclear structure calculation of $\beta^+\beta^+$, β^+ /EC and EC/EC decay matrix elements, Z. Phys. A 347 (1994) 151-160.

[33] Yu.G.Zdesenko, The future of double β decay research, Rev. Mod. Phys. 74 (2002) 663. [34] J. Meija et al., Isotopic compositions of the elements 2013 (IUPAC Technical Report), Pure Appl. Chem. 88 (2016) 293.

[35] A.S. Barabash, The new generation of double beta decay experiments: are there any limitations? Journal of Physics G 39 (2012) 085103.

[36] G.Wang et al., CUPID. CUORE (Cryogenic Underground Observatory for Rare Events) Upgrade with Particle IDentification. arXiv: 1504.03599 [physics.ins-det], 6 p.

[37] G.Wang et a., R&D towards CUPID (CUORE Upgrade with Particle IDentification), arXiv:1504.03612 [physics.ins-det], 14 p.

[38] T. Tabarelli de Fatis, Cerenkov emission as a positive tag of double beta decays in bolometric experiments, Eur. Phys. J C 65 (2010) 359.

[39] C. Nones et al., Superconducting Aluminum Layers as Pulse Shape Modifiers: An Innovative Solution to Fight Against Surface Background in Neutrinoless Double Beta Decay Experiments, J Low Temp. Phys. 167 (2012) 1029.

[40] N. Casali et al., TeO_2 bolometers with Cherenkov signal tagging: towards next-generation neutrinoless double-beta decay experiments, Eur. Phys. J C 75 (2015) 12.

[41] K. Schaffner et al., Particle discrimination in TeO_2 bolometers using light detectors read out by transition edge sensors, Astropart. Phys. 69 (2015) 30.

[42] E.S. Battistelli et al., CALDER: neutrinoless double-beta decay identification in TeO_2 bolometers with kinetic inductance detectors, Eur. Phys. J C 75 (2015) 353.

[43] D.R. Artusa et al., Enriched TeO₂ bolometers with active particle discrimination: Towards the CUPID experiment, Phys. Lett. B 767 (2017) 321.

[44] M. Wang et al., The AME2012 atomic mass evaluation (II). Tables, graphs and references, Chinese Phys. C 36 (2012) 1603.

[45] P. Belli et al., Development of enriched 106 CdWO₄ crystal scintillators to search for double beta decay processes in 106 Cd, Nucl. Instr. Meth. A 615 (2010) 301.

[46] P.Belli et al., Final results of an experiment to search for 2β processes in zinc and tungsten with the help of radiopure ZnWO4 crystal scintillators, J. Phys. G 38 (2011) 115107, 15 p.

[47] J. Schenck, Activation of lithium iodide by europium Nature 171 (1953) 518.

[48] R.B. Murray, Use of $\text{Li}^{6}I$ (Eu) as a scintillation detector and spectrometer for fast neutrons, Nucl. Instr. Meth. 2 (1958) 237.

[49] D.R. Johnson, J.H. Thorngate, P.T. Perdue, A sensitive spectrometer for fast neutrons using ⁶LiI(Eu), Nucl. Instr. Meth. 75 (1969) 61.

[50] N.E. Hertel, J.W. Davidson, The response of bonner spheres to neutrons from thermal energies to 17.3 MeV, Nucl. Instr. Meth. A 238 (1985) 509.

[51] P. Belli *et al.*, ⁷Li solar axions: Preliminary results and feasibility studies, Nucl. Phys. A 806 (2008) 388.

[52] P. Belli *et al.*, Search for ⁷Li solar axions using resonant absorption in LiF crystal: Final results, Phys. Lett. B 711 (2012) 41.

[53] P. Belli et al., Radioactive contamination of ⁷LiI(Eu) crystal scintillators, Nucl. Instr. Meth. A 704 (2013) 40.

[54] R. Cerulli et al., Performances of a BaF_2 detector and its application to the search for $\beta\beta$ decay modes in 130Ba, Nucl. Instrum. Methods A 525 (2004) 535.

[55] A.P. Meshik et al., Weak decay of 130 Ba and 132 Ba: Geochemical measurements, Phys. Rev. C 64 (2001) 035205.

[56] M. Pujol et al., Xenon in Archean barite: Weak decay of ¹³⁰Ba, mass-dependent isotopic fractionation and implication for barite formation, Geochimica et Cosmochimica Acta 73 (2009) 6834–6846.

[57] H. Kraus, V. B. Mikhailik, Cryogenic scintillators in searches for extremely rare events J. Phys. D: Appl. Phys. 38 (2006) 1181-1191.

[58] P. Belli et al., Radioactive contamination of $ZnWO_4$ crystal scintillators, Nucl. Instr. Meth. A 626&627 (2010) 31-38.

[59] S. Agostinelli et al., Geant4—a simulation toolkit, Nucl. Instr. Meth. A 506 (2003) 250-303. [60] D.M. Chernyak et al., Optical, luminescence and thermal properties of radiopure $ZnMoO_4$ crystals used in scintillating bolometers for double beta decay search, Nucl. Instr. Meth. A 729 (2013) 856.

[61] D. Blum et al., Search for γ rays following $\beta\beta$ decay of ¹⁰⁰Mo to excited states of ¹⁰⁰Ru. Phys. Lett. B 275 (1992) 506-511.

[62] P. Belli et al., New observation of $2\beta 2\nu$ decay of ¹⁰⁰Mo to the 0_1^+ level of ¹⁰⁰Ru in the ARMONIA experiment, Nucl. Phys. A 846 (2010) 143-156.

[63] L. Berge et al., Purification of molybdenum, growth and characterization of medium volume ZnMoO₄ crystals for the LUMINEU program, JINST 9 (2014) P06004.

[64] A.A. Pavlyuk et al., in Proceedings of the APSAM-92, Asia Pacific Society for Advanced Materials, Shanghai, April 26–29, 1992, Institute of Materials Research, Tohoku University, Sendai, Japan, 1993, p. 164.

[65] Yu.A. Borovlev et al., Progress in growth of large sized BGO crystals by the low-thermalgradient Czochralski technique, Journal of Crystal Growth 229 (2001) 305-311.

[66] E.N. Galashov et al., The growth of $ZnWO_4$ and $CdWO_4$ single crystals from melt by the low thermal gradient Czochralski technique, Crystallography Reports 54 (2009) 689.

[67] A.S. Barabash et al., Low background detector with enriched ¹¹⁶CdWO₄ crystal scintillators to search for double β decay of ¹¹⁶Cd, J. of Instrumentation 06 (2011) p08011, 24 p.

[68] C. Arnaboldi et al., The programmable front-end system for CUORICINO, an array of large-mass bolometers, IEEE Trans. Nucl. Sci. 49 (2002) 2440.

[69] E. Armengaud et al., Final results of the EDELWEISS-II WIMP search using a 4-kg array of cryogenic germanium detectors with interleaved electrodes, Phys. Lett. B 702 (2011) 329.[70] E. Gatti, P.F. Manfredi, Processing the signals from solid-state detectors in elementary-particle physics, Riv. Nuovo Cim. 9 (1986) 1.

[71] B. Mikhailik et al., Optical and luminescence studies of ZnMoO₄ using vacuum uitraviolet synchrotron radiation, Nucl. Instr. Meth. A 562 (2006) 513-516.

[72] D.A. Spassky et al., Electronic structure and luminescence mechanisms in ZnMoO₄ crystals, J. Phys.: Condens. Matter. 23 (2009) 365501.

[73] J.L. Gironi et al., Performance of ZnMoO₄ crystal as cryogenic scintillating bolometer to search for double beta decay of molybdenum, J. of Instrumentation 5 (2010) P11007.

[74] D.A. Spassky et al., Low temperature luminescence of ZnMoO₄ single crystals grown by low temperature gradient Czochralski technique, Optical Materials 34 (2012) 1804-1810.

[75] A.F. Gumenjuk, S.Yu. Kutovyi, A method for analysis of complex thermoluminescence peaks: 141 K in LiF as an example, Funct. Mater. 13 (2006) 173-178.

[76] L.I. Ivleva et al., Growth and Properties of ZnMoO4 Single Crystals, Crystallography Reports 53 (2008) 1087.

[77] F.A. Danevich, Development of Crystal Scintillators From Enriched Isotopes for Double β Decay Experiments, IEEE Trans. Nucl. Sci. 59 (2012) 2207.

[78] H. Kraus and V.B. Mikhailik, First test of a cryogenic scintillation module with a CaWO₄ scintillator and a low-temperature photomultiplier down to 6 K, Nucl. Instr. Meth. A 621 (2010) 395.

[79] V. B. Mikhailik and H. Kraus, Performance of scintillation materials at cryogenic temperatures, Phys. Stat. Sol. b 247 (2010) 1583.

[80] F.A. Danevich et al., Impact of geometry on light collection efficiency of scintillation detectors for cryogenic rare event searches, Nucl. Instr. Meth. B 336 (2014) 26.

[81] E. Lorincz et al., Modeling and optimization of scintillator arrays for PET detectors, IEEE Trans. Nucl. Sci. 57 (2010) 48.

[82] F.A. Danevich et al., Optimization of light collection from crystal scintillators for cryogenic experiments, Nucl. Instr. Meth. A 744 (2014) 41.

[83] E.Armengaud et al., Development and underground test of radiopure ZnMoO4 scintillating bolometers for the LUMINEU $0v2\beta$ project, JINST 10 (2015) P05007, 19 p.

[84] J.W. Beeman et al., Performances of a large mass ZnMoO₄ scintillating bolometer for a next generation 0vDBD experiment, Eur. Phys. J. C 72 (2012) 2142.

[85] O.P. Barinova et al., First test of Li_2MoO_4 crystal as a cryogenic scintillating bolometer, Nucl. Instrum. Meth. A 613 (2010) 54.

[86] L. Cardani et al., Development of a Li_2MoO_4 scintillating bolometer for low background physics, JINST 8 (2013) P10002.

[87] T.B. Bekker et al., Aboveground test of an advanced Li_2MoO_4 scintillating bolometer to search for neutrinoless double beta decay of ¹⁰⁰Mo, Astroparticle Physics 72 (2016) 38.

[88] D.N. Grigoriev et al., Development of crystal scintillators for calorimetry in high energy and astroparticle physics JINST 9 (2014) C09004, 7 p.

[89] N.V. Bashmakova et al., $Li_2Zn_2(MoO_4)_3$ crystal as a potential detector for ¹⁰⁰Mo 2 β -decay search, Functional Materials 16 (2009) 266.

[90] J. Kotila and F. Iachello, Phase-space factors for double- β decay, Phys. Rev. C 85 (2012) 034316.

[91] J. Barea, J. Kotila, and F. Iachello, Exotic weak decays of atomic nuclei, Phys. Rev. C 91 (2015) 034304.

[92] T.R. Rodriguez and G. Martinez-Pinedo, Energy Density Functional Study of Nuclear Matrix Elements for Neutrinoless $\beta\beta$ Decay, Phys. Rev. Lett. 105 (2010) 252503.

[93] J. Hyvärinen, J. Suhonen, Nuclear matrix elements for $0\nu\beta\beta$ decays with light or heavy Majorana-neutrino exchange, Phys. Rev. C 91 (2015) 024613.

[94] M. Mancuso et al., An aboveground pulse-tube-based bolometric test facility for the validation of the LUMINEU ZnMoO₄ crystals, J. Low Temp. Phys. 176 (2014) 571.

[95] E. Armengaud et al., Development of ¹⁰⁰Mo-based scintillating bolometers for a highsensitivity neutrinoless double-beta decay search, arXiv:1704.01758v1 [physics.ins-det], submitted to Eur. Phys. J C.

[96] J.W. Beeman et al., A next-generation neutrinoless double beta decay experiment based on ZnMoO₄ scintillating bolometers, Phys. Lett. B 710 (2012) 318–323

[97] D.M. Chernyak et al., Rejection of randomly coinciding events in $ZnMoO_4$ scintillating bolometers, Eur. Phys. J. C 74 (2014) 2913, 6 p.

[98] E. Andreotti et al., ¹³⁰Te neutrinoless double-beta decay with CUORICINO, Astropart. Phys. 34 (2011) 822.

[99] B.S. Neganov, V.N. Trofimov, USSR Patent No. 1037771 (1981)

[100] P.N. Luke, Voltage-assisted calorimetric ionization detector, J. Appl. Phys. 64 (1988) 6858.

[101] D.M. Chernyak et al., Rejection of randomly coinciding events in $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$ scintillating bolometers using light detectors based on the Neganov–Luke effect, Eur. Phys. J C 77 (2017) 3.

[102] G.B. Kim et al., A CaMoO₄ crystal low temperature detector for the AMoRE neutrinoless double beta decay search, Advances in High Energy Physics 2015 (2015) ID 817530 7 p.

[103] V.Ya.Degoda, Ya.P.Kogut, I.M.Moroz, F.A.Danevich, Long time phosphorescence in ZnMoO₄ crystals, Journal of Luminescence 181 (2017) 269–276.

[104] V.Ya.Degoda, Ya.P.Kogut, I.M.Moroz, F.A.Danevich, Thermally stimulated luminescence in ZnMoO4 crystals, Journal of Luminescence 183 (2017) 424.

[105] C. Arnaboldi et al., Characterization of ZnSe scintillating bolometers for Double Beta Decay, Astropart. Phys. 34 (2011) 344.

[106] J.W. Beeman et al., Current Status and Future Perspectives of the LUCIFER Experiment, Advances in High Energy Physics, 2013 (2013) 237973.

[107] S.J. Lee et al., The development of a cryogenic detector with $CaMoO_4$ crystals for neutrinoless double beta decay search, Astropart. Phys. 34 (2011) 732.

[108] L. Gironi et al., CdWO4 bolometers for double beta decay search, Optical Materials 31 (2009) 1388.

[109] C. Arnaboldi et al., CdWO₄ scintillating bolometer for Double Beta Decay: Light and heat anticorrelation, light yield and quenching factors, Astropar. Phys. 34 (2010) 143.

[110] D.V.Poda et al., Search for 2β decay of ¹¹⁶Cd with the help of enriched ¹¹⁶CdWO₄ crystal scintillators. EPJ Web of Conferences 65 (2014) 01005, 4 p.

[111] G. Bellini et al., SOX: Short distance neutrino Oscillations with BoreXino. JHEP 08 (2013) 038.

[112] O. Smirnov et al., Short distance neutrino Oscillations with BoreXino: SOX, Physics Procedia 61 (2015) 511-517.

[113] A. Palazzo, Phenomenology of light sterile neutrinos: a brief review, Mod. Phys. Lett. A 28 (2013) 1330004 [arXiv:1302.1102] [INSPIRE].

[114] D.B. Berguno, Sterile neutrino search through disappearance studies with a high-intensity 51Cr source and the Borexino detector, Proceedings of the XV International Workshop on Neutrino Telescopes, March 11-15 2013, Venice, Italy, Proceedings of Science 2014 (Neutel2013) 065, 4 p.

[115] M. Pallavicini, The SOX project: a search for sterile neutrinos with BoreXino, Proceedings of the XV International Workshop on Neutrino Telescopes, March 11-15 2013 Venice, Italy, Proceedings of Science 2014 (Neutel2013) 026, 10 p.

[116] F.A. Danevich et al., CdWO₄, ZnSe and ZnWO₄ scintillators in studies of 2β processes, Instr. Exp. R. 32 (1989) 1059.

[117] F.A. Danevich et al., ZnWO₄ crystals as detectors for 2β decay and dark matter experiments, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A 544 (2005) 553.

[118] F.A. Danevich et al., Scintillation properties of pure and Ca-doped ZnWO₄ crystals, Phys. Status Solidi A 205 (2008) 335-338.

[119] L.L. Nagornaya et al., Growth of $ZnWO_4$ crystal scintillators for high sensitivity 2β experiments, IEEE Trans. Nucl. Sci. 55 (2008) 1469-1472.

[120] F. Cappella et al., On the potentiality of the $ZnWO_4$ anisotropic detectors to measure the directionality of Dark Matter, Eur. Phys. J. C 73 (2013) 2276, 13 p.

[121] P. Belli et al., Observations of annual modulation in direct detection of relic particles and light neutralinos, Phys. Rev. D 84 (2011) 055014.

[122] R. Bernabei et al., Possible implications of the channeling effect in NaI (Tl) crystals, Eur. Phys. J. C 53 (2008) 205.

[123] T. Alexander et al., Light yield in DarkSide-10: A prototype two-phase argon TPC for dark matter searches. Astropart. Phys. 49 (2013) 44.

[124] T. Alexander et al., DarkSide search for dark matter, JINST 08 (2013) C11021.

[125] C. Rubbia, The liquid-argon time projection chamber: a new concept for neutrino detectors // oai:cds.cern.ch:117852, Technical Report CERN-EP-INT-77-8, CERN, Geneva, 1977.

[126] D. Akimov et al., Light Yield in DarkSide-10: a Prototype Two-phase Liquid Argon TPC for Dark Matter Searches, arXiv:1204.6218v1 [astro-ph.IM] 27 Apr 2012.

[127] P.Agnes et al., First results from the DarkSide-50 dark matter experiment at Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Phys. Lett. B 743 (2015) 456-466.

[128] S. Kubota, M. Hishida, A. Nohara, Variation of scintillation decay in liquid argon excited by electrons and alpha particles, Nucl. Instr. Meth. 150 (1978) 561 – 564.

[129] P. Benetti, et al., First results from a dark matter search with liquid argon at 87 K in the Gran Sasso underground laboratory, Astroparticle Physics 28 (2008) 495 – 507.

[130] M. Boulay, A. Hime, Technique for direct detection of weakly interacting massive particles using scintillation time discrimination in liquid argon, Astroparticle Physics 25 (2006) 179 – 182.

[131] W. H. Lippincott et al., Scintillation time dependence and pulse shape discrimination in liquid argon, Phys. Rev. C 78 (2008) 035801.

[132] R. Acciarri, et al., Oxygen contamination in liquid Argon: combined effects on ionization electron charge and scintillation light, Journal of Instrumentation 5 (2010) 5003.

[133] Katherine Freese, Mariangela Lisanti, and Christopher Savage, Colloquium: Annual modulation of dark matter, Rev. Mod. Phys. 85 (2013) 1561.

[134] M. Wang et al., The Ame2016 atomic mass evaluation, Chin. Phys. C 41 (2017) 030003.

[135] Z. Sujkowski, S. Wycech, Neutrinoless double electron capture: A tool to search for Majorana neutrinos, Phys. Rev. C. 70 (2004) 052501.

[136]R.G. Winter, Double K Capture and Single K Capture with Positron Emission, Phys. Rev. 100 (1955) 142.

[137] J. Bernabeu, A. de Rujula, C. Jarlskog, Neutrinoless double electron capture as a tool to measure the electron neutrino mass, Nucl. Phys. B. 223 (1983) 15.

[138] M.B. Voloshin, G.V. Mitselmakher, R.A. Eramzhyan, Conversion of an atomic electron into a positron and double decay, JETP Lett. 35 (1982) 656.

[139] E.B. Norman, Improved limits on the double beta decay half-lives of ⁵⁰Cr, ⁶⁴Zn, ⁹²Mo, and ⁹⁶Ru, Phys. Rev. C 31 (1985) 1937.

[140] Ю.П. Бобров, В.Д. Вирич, А.Е. Дмитренко и др. Рафинирование рутения методом электронно-лучевой плавки. ВАНТ. Серия: Вакуум, чистые материалы, сверхпроводники 6 (19) (2011) 11-17.

[141] Ф.А.Даневич и др., Глубокая очистка рутения и осмия для поиска редких ядерных распадов, Труды межд. конф. по физ. радиац. явлений и радиац. материаловедению, 10-15.09.2012, Алушта, Украина, 2012, стр. 68-69.

[142] J.D. Vergados, Lepton-violating $\beta^-\beta^-$, $\beta^+\beta^+$ decays, (e⁻, e⁺) conversion and double electron capture in gauge theories, Nucl. Phys. B. 218 (1983) 109.

[143] A. Staudt, K. Muto, H.V. Klapdor-Kleingrothaus, Nuclear matrix elements for double positron emission, Phys. Lett. B 268 (1991) 312.

[144] J. Suhonen, M. Aunola, Systematic study of neutrinoless double beta decay to excited 0+ states, Nucl. Phys. A 723 (2003) 271.

[145] P.K. Rath et al., Deformation effects and neutrinoless positron $\beta\beta$ decay of 96 Ru, 102 Pd,

¹⁰⁶Cd, ¹²⁴Xe, ¹³⁰Ba, and ¹⁵⁶Dy isotopes within a mechanism involving Majorana neutrino mass, Phys. Rev. C 80 (2009) 044303.

[146] P.K. Raina et al., The $0^+ \rightarrow 0^+$ positron double- β decay with emission of two neutrinos in the nuclei ⁹⁶Ru, ¹⁰²Pd, ¹⁰⁶Cd and ¹⁰⁸Cd, Eur. Phys. J. A 28 (2006) 27;

[147] J. Suhonen, Possible detection of the double β +/electron-capture decay, Phys. Rev. C 48 (1993) 574.

[148] O.A. Rumyantsev, M.H. Urin, The strength of the analog and Gamow-Teller giant resonances and hindrance of the $2\nu\beta\beta$ -decay rate, Phys. Lett. B 443 (1998) 51.

[149] P. Domin et al., Neutrino accompanied $\beta^+\beta^+$, β^+ /EC and EC/EC processes within single state dominance hypothesis, Nucl. Phys. A 753 (2005) 337.

[150] A.A. Raduta, C.M. Raduta, Double beta decay to the first 2⁺ state within a boson expansion formalism with a projected spherical single particle basis, Phys. Lett. B 647 (2007) 265.

[151] E. Andreotti et al., Study of the double beta decays of ⁹⁶Ru and ¹⁰⁴Ru, Applied Radiation and Isotopes 70 (2012) 1985–1989.

[152] P.Belli, R.Bernabei, R.S.Boiko, V.B.Brudanin et al., Searches for neutrinoless resonant double electron captures at LNGS, J. Phys.: Conf. Ser. 375 (2012) 042024, 4 p.

[153] P.Belli, R.Bernabei, F.Cappella, R.Cerulli et al., Search for rare nuclear decays with HPGe detectors at the STELLA facility of the LNGS, AIP Conf. Proc. 1572 (2013) 114-117.

[154] W. Rodejohann, Neutrino-less double beta decay and particle physics, Int. J. Mod. Phys. E 20 (2011) 1833.

[155] S.R. Elliott, Recent progress in double beta decay, Mod. Phys. Lett. A 27 (2012) 1230009.

[156] V.S. Kolhinen et al., On the resonant neutrinoless double-electron capture decay of ¹³⁶Ce, Phys. Let. B 697 (2011) 116.

[157] D.A. Nesterenko et al., Double- β transformations in isobaric triplets with mass numbers A = 124, 130, and 136, Phys. Rev. C 86 (2012) 044313.

[158] http://www.stanfordmaterials.com

[159] C. Arpesella, A low background counting facility at Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Applied Radiation and Isotopes 47 (1996) 991.

[160] O.G. Polischuk et al., Purification of lanthanides for double beta decay experiments, AIP Conf. Proc. 1549 (2013) 124.

[161] R.B. Firestone et al., Table of Isotopes, 8-th ed., John Wiley, New York, 1996 and CD update, 1998.

[162] I. Kawrakow and D.W.O. Rogers, The EGSnrc Code System: Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport, NRCC Report PIRS-701, Ottawa, 2003, 287 pp.

[163] E.B. Norman, D.M. Meekhof, New limits on the double beta decay half-lives of ⁹⁴Zr, ⁹⁶Zr, ¹¹⁶Cd and ¹²⁴Sn, Phys. Lett. B 195 (1987) 126.

[164] R. Arnold et al., Chemical purification of molybdenum samples for the NEMO 3 experiment, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A 474 (2001) 93.

[165] CERN Detector Description and Simulation Tool, CERN Program Library Long Writeup W5013, http://www.asdoc.web.cern.ch/www.asdoc/geant_html3/geantall.html, 1995.

[166] В.И. Третяк, Дисс. на соискание степени канд. физ.-мат. наук, ИЯИ АН УССР, Киев, 1991.

[167] A.S. Barabash et al., Two neutrino double-beta decay of 100 Mo to the first excited 0⁺ state in 100 Ru, Phys. Lett. B 345 (1995) 408.

[168] A.S. Barabash et al., $2\nu\beta\beta$ decay of ¹⁰⁰Mo to the first 0⁺ excited state in ¹⁰⁰Ru, Phys. Atom. Nuclei 62 (1999) 2039.

[169] M.J. Hornish et al., Double β decay of ¹⁰⁰Mo to excited final states, Phys. Rev. C 74 (2006) 044314.

[170] L. De Braeckeleer et al., Measurement of the $\beta\beta$ -Decay Rate of ¹⁰⁰Mo to the First Excited 0⁺ State of ¹⁰⁰Ru, Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 3510.

[171] R. Arnold et al., Measurement of double beta decay of ¹⁰⁰Mo to excited states in the NEMO 3 experiment, Nucl. Phys. A 781 (2007) 209.

[172] M.F. Kidd et al., New results for double-beta decay of ¹⁰⁰Mo to excited final states of ¹⁰⁰Ru using the TUNL-ITEP apparatus, Nucl. Phys. A 821 (2009) 251.

[173] R. Arnold et al., Investigation of double beta decay of ¹⁰⁰Mo to excited states of ¹⁰⁰Ru, Nucl. Phys. A 925 (2014) 25.

[174] F.A. Danevich et al., Ancient Greek lead findings in Ukraine, Nucl. Instr. Meth. A 603 (2009) 328.

[175] R.S. Boiko et al., Ultrapurification of archaeological lead, Inorganic Materials 47 (2011) 645.

[176] Г.П. Ковтун и др., Производство и свойства низкофоновых сцинтилляторов вольфраматов кадмия и свинца для поиска двойного бета-распада, Ядерна фізика та енергетика 15 (2014) 92.

[177] W.R. Nelson et al., SLAC-Report-265 (Stanford, 1985).

[178] G.J. Feldman, R.D. Cousins, Unified approach to the classical statistical analysis of small signals, Phys. Rev. D 57 (1998) 3873.

[179] N.I. Rukhadze et al., Search for double beta decay of ¹⁰⁶Cd, Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 75 (2011) 879.

[180] P. Belli et al., New limits on 2β + decay processes in ¹⁰⁶Cd, Astropart. Phys. 10 (1999) 115.

[181] P. Belli at al., Search for 2β decay of 106Cd with enriched ¹⁰⁶CdWO₄ crystal scintillator in coincidence with four HPGe detectors, Phys. Rev. C. 93 (2016) 045502.

[182] G. Angloher et al., Results on light dark matter particles with a low-threshold CRESST-II detector, Eur. Phys. J. C 76 (2016) 25.

[183] M. I. Krivoruchenko et al., Resonance enhancement of neutrinoless double-electron capture, Nucl. Phys. A 859 (2011) 140.

[184] G. Angloher et al., Commissioning run of the CRESST-II dark matter search, Astropart. Phys. 31 (2009) 270.

[185] R. Arnold et al., Technical design and performance of the NEMO 3 detector, Nucl. Instr. Meth. A 536 (2005) 79.

[186] O.A. Ponkratenko, V.I. Tretyak, Yu.G. Zdesenko, Event generator DECAY4 for simulating double-beta processes and decays of radioactive nuclei, Phys. Atom. Nucl. 63 (2000) 1282.

[187] V.I. Tretyak, to be published.

[188] Evaluated Nuclear Structure Data File, http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/.

[189] J. Heeck, W. Rodejohann, Neutrinoless quadruple beta decay, Europhys. Lett. 103 (2013) 32001.

[190] J.S. Diaz, Limits on Lorentz and CPT violation from double beta decay, Phys. Rev. D 89 (2014) 036002.

[191] T. Junk, Confidence level computation for combining searches with small statistics, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A 434 (1999) 435.

[192] R. Arnold et al., First results of the search for neutrinoless double-beta decay with the NEMO 3 detector, Phys. Rev. Lett. 95 (2005) 182302.

[193] J. Suhonen and O. Civitarese, Review of the properties of the $0\nu\beta^{-}\beta^{-}$ nuclear matrix elements, J. Phys. G 39 (2012) 124005.

[194] F. Šimkovic, V. Rodin, A. Faessler, and P. Vogel, 0vββ and 2vββ nuclear matrix elements, quasiparticle random-phase approximation, and isospin symmetry restoration, Phys. Rev. C 87 (2013) 045501.

[195] P.K. Rath et al, Uncertainties in nuclear transition matrix elements for neutrinoless $\beta\beta$ decay within the projected-Hartree-Fock-Bogoliubov model, Phys. Rev. C 82 (2010) 064310.

[196] S. Stoica and M. Mirea, New calculations for phase space factors involved in double- β decay, Phys. Rev. C 88 (2013) 037303.

[197] R. Arnold et al., Results of the search for neutrinoless double- β decay in 100Mo with the NEMO-3 experiment, Phys. Rev. D 92 (2015) 072011.

[198] E. Caurier, J. Menéndez, F. Nowacki, and A. Poves, Influence of pairing on the nuclear matrix elements of the neutrinoless $\beta \beta$ decays, Phys. Rev. Lett. 100 (2008) 052503.

[199] Y. Iwata et al., Large-Scale Shell-Model Analysis of the Neutrinoless β β Decay of Ca 48, Phys. Rev. Lett. 116 (2016) 112502.

[200] M. Horoi, Shell model analysis of competing contributions to the double- β decay of 48Ca, Phys. Rev. C 87 (2013) 014320.

[201] J. Suhonen, Exotic weak decays of atomic nuclei, AIP Conf. Proc. 1488 (2012) 326. [202] J. Suhonen, Calculation of allowed and first-forbidden beta-decay transitions of odd-odd nuclei, J. Phys. G 19 (1993) 139.

[203] R. Arnold et al., Measurement of the double-beta decay half-life and search for the neutrinoless double-beta decay of 48Ca with the NEMO-3 detector, Phys. Rev. D 93 (2016) 112008.

[204] R. Arnold et al., Measurement of the 2β decay half-life of ¹⁵⁰Nd and a search for $0\nu 2\beta$ decay processes with the full exposure from the NEMO-3 detector, Phys. Rev. D 94 (2016) 072003.

[204] V. Artemiev et al., Half-life measurement of 150 Nd 2 β 2v decay in the time projection chamber experiment, Phys. Lett. B 345 (1995) 564.

[205] A. De Silva, M. K. Moe, M. A. Nelson, and M. A. Vient, Double β decays of ¹⁰⁰Mo and ¹⁵⁰Nd, Phys. Rev. C 56 (1997) 2451.

[206] P. Rath et al., Neutrinoless β β decay transition matrix elements within mechanisms involving light Majorana neutrinos, classical Majorons, and sterile neutrinos, Phys. Rev. C 88 (2013) 064322.

[207] D.-L. Fang et al., Neutrinoless double- β decay of deformed nuclei within quasiparticle random-phase approximation with a realistic interaction, Phys. Rev. C 83 (2011) 034320.

[208] J. Terasaki et al., Many-body correlations of quasiparticle random-phase approximation in nuclear matrix elements of neutrinoless double β decay, Phys. Rev. C 91 (2015) 034318.

[209] L. Song et al., Relativistic description of nuclear matrix elements in neutrinoless double- β decay, Phys. Rev. C 90 (2014) 054309.

[210] M. Mustonen and J. Engel, Large-scale calculations of the double- β decay of ⁷⁶Ge, ¹³⁰Te, ¹³⁶Xe, and ¹⁵⁰Nd in the deformed self-consistent Skyrme quasiparticle random-phase ..., Phys. Rev. C 87 (2013) 064302.

[211] R. Arnold et al., Measurement of the 2β decay half-life of ¹⁵⁰Nd and a search for $0\nu 2\beta$ decay processes with the full exposure from the NEMO-3 detector, Phys. Rev. D 94 (2016) 072003.

[212] H. Ejiri et al., Double beta decays of ¹¹⁶Cd, J. Phys. Soc. Japan 64 (1995) 339

[213] R. Arnold et al., Double- β decay of ¹¹⁶Cd, Z. Phys. C 72 (1996) 239.

[214]F.A. Danevich et al., The research of 2β decay of ¹¹⁶Cd with enriched ¹¹⁶CdWO₄ crystal scintillators, Phys. Lett. B 344 (1995) 72.

[215] F.A. Danevich et al., New results of ¹¹⁶Cd double β decay study with ¹¹⁶CdWO₄ scintillators, Phys. Rev. C 62 (2000) 045501.

[216] F.A. Danevich et al., Search for 2β decay of cadmium and tungsten isotopes: final results of the Solotvina experiment, Phys. Rev. C 68 (2003) 035501.

[217] R.Arnold et al., Search for Neutrinoless Quadruple- β Decay of ¹⁵⁰Nd with the NEMO-3 Detector, Phys.Rev. Lett. 119 (2017) 041801.

[218] C. Arpesella et al., Direct measurement of the ⁷Be solar neutrino flux with 192 days of Borexino data. Phys. Rev. Lett. 101 (2008) 091302.

[219] G. Bellini et al., Precision measurement of the ⁷Be solar neutrino interaction rate in Borexino. Phys. Rev. Lett. 107 (2011) 141302.
[220] G. Alimonti et al., The liquid handling systems for the Borexino solar neutrino detector, Nucl. Instrum. Meth. A 609 (2009) 58-78.

[221] H.Back et al., Borexino calibrations: hardware, methods, and results, JINST 07 (2012) P10018, 41 p.

[222] G.Bellini et al., Neutrinos from the primary proton-proton fusion process in the Sun, Nature 512 (2014) 383-386.

[223] G. Bellini et al., Final results of Borexino Phase-I on low-energy solar neutrino spectroscopy, Phys. Rev. D 89 (2014) 112007.

[224] G. Bellini et al., Observation of geo-neutrinos, Phys. Lett. B 687 (2010) 299.

[225] В.В. Кобычев, Геонейтрино как источник информации о строении Земли, Proc. 10-th Int. Gamow Summer School "Astronomy and Beyond: Astrophysics, Cosmology and Gravitation,

Cosmomicrophysics, Radio-Astronomy and Astrobiology", 23-28.08.2010, Odessa, Ukraine, 2010, p. 92.

[226] G. Bellini et al., Measurement of geo-neutrinos from 1353 days of Borexino. Phys. Lett. B 722 (2013) 295.

[227] A. Gando et al. (KamLAND Collaboration), Partial radiogenic heat model for Earth revealed by geoneutrino measurements, Nature Geoscience 4 (2011) 647.

[228] G. Fiorentini et al., Mantle geoneutrinos in KamLAND and Borexino, Phys. Rev. D 86 (2012) 033004.

[229] M.Agostini et al., Spectroscopy of geoneutrinos from 2056 days of Borexino data, Phys. Rev. D 92 (2015) 031101, 5 p

[230] Л.Б. Окунь, О проверке закона сохранения электрического заряда и принципа паули, Успехи физических наук, 158 (1989) 293.

[231] L.B. Okun, Note on testing charge conservation and the Pauli exclusion principle, Phys. Rev. D 45, VI.10—VI.14 (1992).

[232] C. Hagner et al., Experimental search for the neutrino decay $v_3 \rightarrow v_j + e^+ + e^-$ and limits on neutrino mixing, Phys. Rev. D 52, 1343 (1995).

[233] D. I. Britton et al., Improved search for massive neutrinos in $\pi + \rightarrow e + v$ decay, Phys. Rev. D 46 (1992) R885.

[234] G. Bellini et al., New limits on heavy sterile neutrino mixing in ⁸B decay obtained with the Borexino detector. Phys. Rev. D 88 (2013) 072010.

[235] L. Okun and Y. Zeldovich, Paradoxes of unstable electron, Phys. Lett. B 78 (1978) 597.

[236] M. Voloshin and L. Okun, JETP Lett. 28 (1978) 145.

[237] A.Yu. Ignatiev, V. A. Kuzmin, and M. E. Shaposhnikov, Is the electric charge conserved? Phys. Lett. B 84 (1979) 315.

[238] A. Dolgov and Y. Zeldovich, Cosmology and elementary particles, Rev. Mod. Phys. 53, 1 (1981).

[239] L. Okun, Tests of electric charge conservation and the Pauli principle, Soviet Physics Uspekhi 32 (1989) 543.

[240] S.L. Dubovsky, V.A. Rubakov, P.G. Tinyakov, Is the electric charge conserved in brane world? Journal of High Energy Physics 2000 (2000) JHEP08.

[241] Y. Aharanov et al., New laboratory bounds on the stability of the electron, Phys. Rev. D 52 (1995) 3785.

[242] P. Belli et al., New limits on the nuclear levels excitation of ¹²⁷I and ²³Na during charge nonconservation, Phys. Rev. C 60 (1999) 065501.

[243] M. Agostini et al., Test of electric charge conservation with Borexino. Phys. Rev. Lett. 115 (2015) 231802, 6 p.

[244] H.O. Back et al., Search for electron decay mode $e \rightarrow \gamma + v$ with prototype of Borexino detector, Phys. Lett. B 525 (2002) 29.

[245] A. Aab et al. (Pierre Auger Collaboration), Ultrahigh-energy neutrino follow-up of gravitational wave events GW150914 and GW151226 with the Pierre Auger Observatory, Phys. Rev. D 94 (2016) 122007.

[246] K. Abe et al., Search for neutrinos in Super-Kamiokande associated with gravitationalwave events GW150914 AND GW151226, The Astrophysical Journal Letters 830 (2016) L11.
[247] S. Adrián-Martínez et al. (Antares Collaboration, IceCube Collaboration, LIGO Scientific Collaboration, and Virgo Collaboration), High-energy neutrino follow-up search of gravitational wave event GW150914 with ANTARES and IceCube, Phys. Rev. D 93 (2016) 122010.

[248] A. Gando et al., A SEARCH FOR ELECTRON ANTINEUTRINOS ASSOCIATED WITH GRAVITATIONAL-WAVE EVENTS GW150914 AND GW151226 USING

KAMLAND, The Astrophysical Journal Letters 829 (2016) L34.

[249] C. James C. Higdon, R.E. Lingenfelter, Gamma-Ray Bursts, Annual Review of Astronomy and Astrophysics 28 (1990) 401-436.

[250] P Mészáros, Gamma-ray bursts, Reports on Progress in Physics 69 (2006) 2259.

[251] S. Fukuda et al. (Super-Kamiokande Collaboration), Search for neutrinos from Gamma-Ray Bursts using Super-Kamiokande, Astrophys. J. 578 (2002) 317.

[252] B. Aharmim et al. (SNO Collaboration), A search for astrophysical burst signals at the Sudbury Neutrino Observatory, Astropart. Phys. 55 (2014) 1.

[253] K. Asakura et al. (KamLAND Collaboration), Study of Electron Anti-neutrinos Associated with Gamma-Ray Bursts Using KamLAND, Astrophys. J. 806 (2015) 87.

[254] M. Agostini et al., Borexino's search for low-energy neutrino and antineutrino signals correlated with gamma-ray bursts, Astroparticle Physics 86 (2017) 11-17.

[255] H.-Y. Cheng, The strong CP problem revisited, Phys. Rep. 158 (1988) 1-89.

[256] J.E. Kim, G. Carosi, Axions and the strong CP problem, Rev. Mod. Phys. 82 (2010) 557.

[257] R.D. Peccei, H.R. Quinn, Constraints imposed by CP conservation in the presence of pseudoparticles, Phys. Rev. D 16 (1977) 1791-1797.

[258] S. Weinberg, A new light boson? Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 223-226.

[259] F. Wilczek, Problem of strong P and T invariance in the presence of instantons, Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 279-282.

[260] F.A.Danevich, V.V.Kobychev, V.I.Tretyak, Search for effects beyond the Standard Model of particles in low counting experiments, Chapter 7 in book: "Dark Energy and Dark Matter in the Universe" (ed. by V.Shulga), vol. 3: "Observational Manifestation and Experimental Searches", Kyiv, Akademperiodyka, 2015, 375 p. (pp. 245-335).

[261] S.J. Asztalos, L.J. Rosenberg, K. van Bibber et al., Searches for astrophysical and cosmological axions, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 56 (2006) 293-326.

[262] J.E. Kim, Light pseudoscalars, particle physics and cosmology, Phys. Rep. 150 (1987) 1-177.

[263] A. Ljubicic, In search for axions, Rad. Phys. Chem. 74 (2005) 443-453.

[264] G.G. Raffelt, Axions — motivation, limits and searches, J. Phys. A 40 (2007) 6607-6620. [265] N.J.C. Spooner, Direct dark matter searches, J. Phys. Soc. Japan 76 (2007) 111016. [266] Yu.M.Gavrilyuk et al., First result of the experimental search for the 9.4 keV solar axion reactions with ⁸³Kr in the copper proportional counter, Phys. Part. Nucl. 46 (2015) 152-156. [267] Ф.А. Даневич, В.В. Кобичев, В.І. Третяк, Тепловиділення Землі та резонансне захоплення сонячних аксіонів від 57Fe, Кинематика и физика небесных тел 25 (2009) 143. [268] Ю.М. Гаврилюк и др., Новый эксперимент по поиску резонансного поглощения солнечных аксионов, излучаемых в М1-переходе ядер ⁸³Kr, Письма в ЖЭТФ 101 (2015) 739.

[269] P. Cushman et al., Snow mass CF1 summary: WIMP dark matter direct detection, http://arxiv.org/abs/1310.8327.

[270] P. Agnes et al., Results from the first use of low radioactivity argon in a dark matter search, Phys. Rev. D 93 (2016) 081101(R)

[271] D. S. Akerib et al. (LUX Collaboration), First Results from the LUX Dark Matter Experiment at the Sanford Underground Research Facility, Phys. Rev. Lett. 112 (2014) 091303.[272] E. Aprile et al., Dark Matter Results from 225 Live Days of XENON100 Data, Phys. Rev. Lett. 109 (2012) 181301.

[273] Andi Tan et al., Dark Matter Results from First 98.7 Days of Data from the PandaX-II Experiment, Phys. Rev. Lett. 117 (2016) 121303.

[274] R. Agnese et al. (The SuperCDMS Collaboration), Improved WIMP-search reach of the CDMS II germanium data, Phys. Rev. D 92 (2015) 072003.

[275] P.Benetti et al., First results from a dark matter search with liquid argon at ⁸⁷K in the Gran Sasso underground laboratory, Astroparticle Physics 28 (2008) 495.

[276] T. Alexander et al. (The SCENE Collaboration), Observation of the dependence on drift field of scintillation from nuclear recoils in liquid argon, Phys. Rev. D 88 (2013) 092006.

[277] H. Cao et al. (The SCENE Collaboration), Measurement of scintillation and ionization yield and scintillation pulse shape from nuclear recoils in liquid argon, Phys. Rev. D 91 (2015) 092007.

[278] D. S. Akerib et al. (The LUX Collaboration), Improved limits on scattering of weakly interacting massive particles from reanalysis of 2013 LUX data, arXiv:1512.03506v1.

[279] X. Xiao et al., Low-mass dark matter search results from full exposure of the PandaX-I experiment, Phys. Rev. D 92 (2015) 052004.

[280] Z. Ahmed et al., Dark matter search results from the CDMS II experiment, Science 327 (2010) 1619.

[281] R. Bernabei et al., New search for correlated e^+e^- pairs in the α decay of ²⁴¹Am. Eur. Phys. J. A 49 (2013) 64.

[282] M.J. Martin, Nuclear Data Sheets for A = 208, Nuclear Data Sheets 108 (2007) 1583. [283] V.I. Tretyak et al., On the possibility to search for 2 β decay of initially unstable (α/β radioactive) nuclei, Europhysics Letters 69 (2005) 41.

[284] G. Schaff-Goldhaber, Low-mass dark matter search results from full exposure of the PandaX-I experiment, Nucleonics 15 (1957) 122.

[285] W.D. Myers, W.J. Swiatecki, Nuclear masses and deformations, Nucl. Phys. 81 (1966) 1.[286] A. Sobiczewski, F.A. Gareev, B.N. Kalinkin, Closed shells for Z> 82 and N> 126 in a diffuse potential well, Phys. Lett. B 22 (1966) 500.

[287] H. Meldner, Predictions of new magic regions and masses for super-heavy nuclei from calculations with realistic shell model single particle hamiltonians, Ark. Fys. 36 (1967) 593.[288] V.M. Strutinsky, Shell effects in nuclear masses and deformation energies, Nucl. Phys. A 95 (1967) 420.

[289] V.M. Strutinsky, "Shells" in deformed nuclei, Nucl. Phys. A 122 (1968) 1.

[290] S.G. Nilsson et al., On the spontaneous fission of nuclei with Z near 114 and N near 184, Nucl. Phys. A 115 (1968) 545.

[291] S.G. Nilsson et al., On the nuclear structure and stability of heavy and superheavy elements, Nucl. Phys. A 131 (1969) 1.

[292] E.O. Fiset, J.R. Nix, Calculation of half-lives for superheavy nuclei, Nucl. Phys. A 193 (1972) 647.

[293] R. Smolanczuk, Properties of the hypothetical spherical superheavy nuclei, Phys. Rev. C 56 (1997) 812.

[294] P. Moller, J.R. Nix, K-L. Kratz, Nuclear properties for astrophysical and radioactive-ionbeam applications, At. Data Nucl. Data Tables 66 (1997) 131.

[295] T. Bürvenich et al., Superheavy nuclei in deformed mean-field calculations, Eur. Phys. J. A 3 (1998) 139.

[296] A.T. Kruppa et al., Shell corrections of superheavy nuclei in self-consistent calculations, Phys. Rev. C 61 (2000) 034313.

[297] J.F. Berger et al., Superheavy, hyperheavy and bubble nuclei, Nucl. Phys. A 685 (2001) 1.[298] J.F. Berger et al., Structure of superheavy nuclei with the gogny force, Int. J. Mod. Phys. E 13 (2004) 79.

[299] M. Bender, W. Nazarewicz, P-G Reinhard, Shell stabilization of super-and hyperheavy nuclei without magic gaps, Phys. Lett. B 515 (2001) 42.

[300] A. Sobiczewski, K. Pomorski, Description of structure and properties of superheavy nuclei, Prog. Part. Nucl. Phys. 58 (2007) 292.

[301] V.Yu. Denisov, Shell corrections, magic numbers, and mean field, Phys. At. Nucl. 70 (2007) 244.

[302] S. Hofmann, G. Münzenberg, The discovery of the heaviest elements, Rev. Mod. Phys. 72 (2000) 733.

[303] Y. Oganessian, Heaviest nuclei from 48Ca-induced reactions, J. Phys. G 34 (2007) R165.

[304] J.H. Hamilton, S. Hofmann, Y.T. Oganessian, Search for Superheavy Nuclei, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 63 (2013) 383.

[305] M. Thoennessen, Discovery of isotopes of elements with Z \geq 100, At. Data Nucl. Data Tables 99 (2013) 312.

[306] A.V. Bagulya et al., Search for superheavy elements in galactic cosmic rays, JETP Lett. 97 (2013) 708.

[307] A. Svirikhin et al., Neutrons from spontaneous fission of long-lived super- heavy nuclei, AIP Conf. Proc. 1175 (2009) 297.

[308] P. Belli et al., Search for long-lived superheavy eka-tungsten with radiopure $ZnWO_4$ crystal scintillator, Phys. Scr. 90 (2015) 085301

[309] L. Cardani et al., A BGO scintillating bolometer for γ and α spectroscopy, JINST 7 (2012) P10022.